

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie - Santé
FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année 2009

Thèse n°11-2009

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et

Optoélectronique

Présentée et soutenue par

Ji FAN

le 6 Mai 2009

ANALYSE ET SIMULATION DE RESONATEURS PIEZOELECTRIQUES POUR DES APPLICATIONS DE FILTRAGE

Thèse dirigée par Dominique CROS et Matthieu CHATRAS

Jury :

Pierre BLONDY	Professeur, XLIM, Université de Limoges	Président
Eric KERHERVE	Professeur, IMS, Université Bordeaux 1	Rapporteur
Gérard TANNE	Professeur, LEST, UBO Brest	Rapporteur
Philippe MONFRAIX	Ingénieur, TAS, Toulouse	Examineur
Michel CHAUBET	Ingénieur, CNES, Toulouse	Examineur
Aurélian CRUNTEANU	Chargé de recherche CNRS, XLIM, Université de Limoges	Examineur
Dominique CROS	Professeur, XLIM, Université de Limoges	Examineur
Matthieu CHATRAS	Maître de Conférences, XLIM, Université de Limoges	Examineur

Remerciement

Ce travail de recherche a été effectué au laboratoire XLIM, et plus particulièrement dans le département MINACOM (Micro et NANotechnologies pour les Composants Optoélectroniques et Microondes), et codirigé par Monsieur Dominique CROS, professeur à l'Université de Limoges, et Monsieur Matthieu CHATRAS, Maître de Conférences à l'Université de Limoges. Je tiens donc à remercier dans un premier temps mes encadrants pour tout ce qu'ils ont fait pour moi pendant ces années de travail.

Je souhaite également remercier Aurielian CRUNTEANU et Arnaud POTHIER, Chargés de Recherches à CNRS XLIM, pour leur aide et leurs conseils dans la réalisation des résonateurs piézoélectriques.

Je remercie Monsieur Pierre BLONDY, Professeur à l'Université de Limoges, pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury.

Je remercie également sincèrement Monsieur Eric KERHERVE, Professeur à l'Université Bordeaux 1, et Monsieur Gérard TANNE, Professeur à l'UBO Brest, d'avoir accepté de rapporter sur ce travail.

Merci aussi à Monsieur Philippe MONFRAIX et Monsieur Michel CHAUBET, qui en participant à ce jury apporteront un œil extérieur à ces travaux.

Je tiens également à remercier le laboratoire IMN de l'Université de Nantes et le laboratoire SPCTS de l'Université de Limoges pour les dépôts de la couche d'AIN.

Mes derniers remerciements vont à toutes les personnes qui m'ont accompagné et encouragé tout au long de mon travail. A ma famille et à mes amis.

SOMMAIRE

Introduction Générale.....	1
Introduction Générale	3
CHAPITRE I Généralités sur la piézoélectricité.....	7
I. Introduction	9
II. Historique.....	10
III. L'onde acoustique.....	12
IV. Les différents types de résonateurs piézoélectriques.....	14
IV.1. High Overtone Bulk Acoustic Resonators	14
IV.2. Film Bulk Acoustic Resonators	15
IV.2.1. Résonateur suspendu	16
IV.2.2. Résonateur à gap d'air.....	16
IV.2.3. Solidly mounted résonateur (SMR)	17
V. Réponse fréquentielle d'un résonateur piézoélectrique	20
VI. Les matériaux piézoélectriques	22
VII. Les filtres BAW	26
VIII. Conclusion	29
CHAPITRE II Modélisation d'un résonateur piézoélectrique unidimensionnel ...	31
I. Introduction	33
II. Analyse avec le modèle de Mason	35
II.1. Circuit équivalent d'une plaque non piézoélectrique unidimensionnelle.....	35
II.2. Circuit équivalent d'une plaque piézoélectrique unidimensionnelle	37
II.3. Modèle de Mason sans pertes d'un résonateur piézoélectrique.....	39
II.4. Modèle de Mason avec pertes d'un résonateur piézoélectrique.....	41
III. Analyse avec le modèle BUTTERWORTH-VAN DYKE (Modèle BVD)	44
III.1. Circuit équivalent du modèle BVD	44
III.2. Analyse du facteur de qualité du modèle MBVD	47
IV. Modèle physique unidimensionnel d'un résonateur BAW	51
IV.1. Equations piézoélectriques.....	51

IV.2. Conditions aux limites sur les contraintes $T(z)$ (métal)	55
IV.3. Continuité du déplacement $u(z)$ (interfaces)	55
IV.4. Continuité de la contrainte aux $T(z)$ (interfaces)	56
IV.5. Calcul du potentiel V	57
IV.6. Calcul de l'impédance Z	58
V. Méthode des moindres carrés	63
VI. Détermination des expressions de C_o, L_m et C_m.....	65
VII. Modèle physique unidimensionnel du RSC (Resonator Stacked Cristal) et du CRF (Coupled Resonator Filters).....	70
VIII. Conclusion	73
CHAPITRE III Etude de résonateurs piézoélectriques et synthèse de filtres	75
I. Introduction	77
II. Etude unidimensionnelle du résonateur BAW	78
II.1. Etude 1D du résonateur suspendu et du résonateur à gap d'air	78
II.2. Etude unidimensionnelle du résonateur SMR	80
II.3. Etude de résonateurs à électrode flottante	87
III. Synthèse de filtres	96
III.1. Filtrés à couplage électrique des résonateurs.....	97
III.1.1. Etude des filtres en échelle	97
III.1.2. Etude des filtres en treillis.....	105
III.1.3. Etude des filtres échelle-treillis (ou treillis-échelle).....	108
III.2. Filtrés à couplage mécanique (acoustique) des résonateurs	109
III.2.1. Etude des filtres SCF.....	109
III.2.1.1. Etude 1D du résonateur SC.....	110
III.2.1.2. Application au filtrage	113
III.2.2. Etude des filtres CRF	116
III. 3. Comparaison des différents filtres	120
IV. Synthèse de filtres en échelle multiples.....	122
IV.1. Méthode de simulation	122
IV.2. Le résonateur en technologie SMR	123
IV.3. Les filtres en échelle en technologie SMR.....	126
V. Conclusion	129
CHAPITRE IV Fabrication et mesures de résonateurs	131

I. Introduction	133
II. Technologies de dépôt	134
II.1. Les technologies pour le dépôt de métaux.....	134
II.1.1. Dépôt des électrodes (Pulvérisation cathodique DC)	134
II.1.2. Evaporation par effet de JOULE.....	136
II.2. Les technologies pour le dépôt de couches piézoélectriques	137
II.2.1. Principe de la PVD (Physical Vapor Deposition)	137
II.2.2. Principe de la PLD (Pulsed Laser Deposition).....	138
II.2.3. Principe de la PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition)	140
III. Procédés utilisés pour la réalisation des résonateurs.....	143
III.1. Gravure du Molybdène (Mo)	143
III.1.1. Dépôt de résine photosensible.	143
III.1.2. Alignement du masque et exposition	143
III.1.3. Développement de la résine.....	144
III.1.4. Gravure.....	144
III.2. Gravure d'AlN	145
III.3. Gravure du Si en face arrière.....	145
IV. Réalisation d'un résonateur suspendu et réponses de mesure	147
IV.1. Gravure du Si en face arrière	147
IV.2. Réalisation de l'électrode inférieure.....	148
IV.3. Réalisation de la couche piézoélectrique	149
IV.4. Réalisation de l'électrode supérieure	150
IV.5. Réponses de mesure.....	150
IV.6. Problèmes rencontrés lors de la fabrication et solutions envisagées	155
IV.6.1. La gravure d'AlN.....	155
IV.6.2. Déformation du SiO ₂	156
V. Résonateur à électrode flottante	159
V.1. Sur substrat traditionnel.....	159
V.2. Sur substrat SOI	161
V.3. Sur la membrane BCB	163
VI. Conclusion	166
Conclusion générale et perspective	167
Conclusion Générale et Perspective	169
Bibliographie.....	173

Annexe	187
Annexe I	189
Annexe II.....	190

Introduction Générale

Introduction Générale

Le besoin des communications sans fils dans les applications spatiales, de radioguidage ou encore de téléphonie cellulaire, est devenu de plus en plus important. Mais les bandes de fréquence allouées par canal sont de plus en plus proches les unes des autres. Pour ces raisons, une montée en fréquence, avec des coefficients de qualité toujours plus grands, est devenue incontournable.

L'évolution des standards de radiocommunications (UTMS, WCDMA, TD-SCDMA, Bluetooth) fait apparaître des besoins de filtres dans la gamme radiofréquence (supérieur à 1GHz). La communication aux radiofréquences (RF) possède des avantages de bande passante plus large et donc de transmission numérique plus rapide par rapport aux communications basse fréquence, car l'augmentation du débit a besoin d'une plus large bande passante et surtout un filtrage plus sélectif car les bandes de fréquence allouées par canal sont de plus en plus proches les unes des autres. Tous les systèmes de communication RF ont besoin de filtres de hautes qualités. Ils sont la clé de la qualité et de la rapidité des transmissions numériques. En général, les filtres en cavités sont très volumineux et ne peuvent pas être insérés dans les circuits intégrés car ils limitent la miniaturisation du système. Les circuits planaires, malgré une grande facilité d'intégration souffrent d'un fort encombrement. Les filtres LC ne conviennent pas non plus aux fréquences RF à cause de leur faible facteur de qualité à vide. Les filtres SAW (Surface Acoustic Wave) sont très utilisés aux fréquences inférieures à 1GHz et la surface occupée est relativement faible [1]. C'est pour ces raisons que la recherche de nouvelles structures, de nouveaux matériaux et de nouvelles technologies, avec comme objectif obtenir des filtres avec de bonnes performances d'et de faibles dimensions, présente un grand intérêt [2]. C'est dans ce contexte que se positionnent les filtres BAW (Bulk Acoustic Wave). Ils offrent des bonnes performances électromagnétiques pour de faibles dimensions pour des fréquences généralement comprises entre 1GHz et 5GHz, mais également au-delà

Les travaux de cette thèse ont été orientés vers 2 thèmes principaux :

- L'étude et la synthèse de résonateurs et de filtres
- La réalisation technologique de ces structures

La brique de base de tout dispositif de filtrage pi ézo électrique est le résonateur. Deux chapitres seront dédiés à l'étude et à la synthèse du résonateur et du filtre. Le premier chapitre est une présentation générale de la pi ézo électricité. A travers une étude bibliographique nous verrons que les études sur la pi ézo électricité ont été commencées au 19^{ème} siècle. Nous aborderons les différents types de résonateurs pi ézo électriques, mais tous fonctionnent sur le même principe : l'excitation d'une onde acoustique au sein d'un film de matériau piézoélectrique. Il existe deux types d'onde : l'onde longitudinale et l'onde transversale. Plusieurs matériaux sont utilisés comme couche pi ézo électrique, cependant le Nitrure d'Aluminium présente les meilleures propriétés pour nos études. Nous présenterons ensuite une comparaison entre les différentes topologies et structures pour la conception de filtres.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons les modèles de résonateurs pi ézo électriques et les circuits équivalents permettant de les décrire. Ces modèles sont tous basés sur une modélisation unidimensionnelle de la pi ézo électricité ce qui leur confère une simplicité de mise en œuvre et d'utilisation. En utilisant ces modèles, nous pouvons facilement décrire le résonateur pi ézo électrique comme un circuit électrique très simple et le simuler avec un logiciel de type circuit électrique.

Ensuite nous détaillerons une méthode de simulation et de synthèse de filtres que nous avons développés. Elle est basée sur les principales équations pi ézo électriques. En utilisant la méthode des moindres carrés et à partir d'une analyse unidimensionnelle, nous avons développé un modèle permettant de synthétiser tous les types de résonateurs pi ézo électriques. Pour l'optimisation de filtres, nous présenterons une méthode pour trouver une fonction polynomiale qui s'adapte aux variations des éléments du modèle.

Notre méthode est très rapide et permet d'obtenir les épaisseurs de chaque couche et la surface des résonateurs du filtre très facilement à partir de la fréquence centrale et de la bande passante. De plus notre méthode peut s'appliquer à tous les types de résonateurs et de filtres pi ézo électriques.

Dans le troisième chapitre, nous approfondissons notre analyse du résonateur pi ézo électrique. Nous présentons les différents types du filtre : les filtres à

couplage électrique et les filtres à couplage mécanique (acoustique). En utilisant la méthode développée dans le chapitre précédent, nous avons optimisé des filtres à couplage électrique. Dans ce chapitre, nous présentons la vibration mécanique des différents types de résonateur et de filtre. Nous présentons également une synthèse de filtre en échelles. Des résonateurs et des filtres fabriqués par le CEA-LETI à Grenoble avec les géométries obtenues grâce à notre outil de synthèse permettront de valider cette méthode.

Nous présenterons ensuite le procédé technologique de fabrication que nous avons développé pour la réalisation de nos circuits. Nous présentons les technologies de dépôts de films minces et les procédures de gravure de ces couches. Nous donnerons un aperçu quant au choix des électrodes métalliques, éléments essentiels pour obtenir une bonne orientation cristallographique du matériau piézoélectrique et de bonnes performances pour le résonateur. Une bonne prédiction des fréquences de résonance sera ainsi obtenue et proposée pour trois types de membrane : SiO_2 , $\text{Si}+\text{SiO}_2$ (substrat SOI) et BCB (Benzocyclobutène).

Pour la fabrication de ces circuits, deux collaborations ont été effectuées concernant le dépôt de la couche piézoélectrique : le SPCTS de Limoges (Science des Procédés Céramiques et des Traitements de Surface) nous a fourni des dépôts par ablation laser et par PECVD, et une collaboration avec l'IMN (Institut des Matériaux Jean Rouxel) de l'université de Nantes a permis d'obtenir des dépôts par PVD.

CHAPITRE I

G é n é r a l i t é s s u r l a p i é z o é l e c t r i c i t é

I. Introduction

On trouve la piézoélectricité dans l'industrie informatique (mémoire non volatile), dans l'industrie médicale (biocapteurs), dans les MEMS [3], dans de nombreux capteurs (vapeur, température, humidité, pression). Mais le secteur des communications est le plus gros consommateur de circuits piézoélectriques hautes fréquences : filtres, duplexeurs, VCO... En effet les communications sans fils sont aujourd'hui un enjeu économique et industriel incontournable [4]. Les applications nécessitant ce type de composants sont innombrables et ne cessent de se développer. L'application la plus répandue est bien sur la téléphonie sans fil qui est devenue un bien de consommation courant, accessible à tous [5]. Les coûts de production et les dimensions devront être minimales.

Dans ce secteur d'activité, où la concurrence est très rude, les industriels doivent sans cesse innover et proposer à leurs clients des dispositifs plus performants. L'augmentation des performances nécessite un accroissement du débit des données, ce qui ne peut être réalisé qu'en montant en fréquence et en augmentant la bande passante. Le nombre de fonctionnalités croissant sur les téléphones portables, il faut réduire la taille des composants afin de pouvoir augmenter la densité d'intégration et, par la même, réduire la consommation électrique.

La technologie du résonateur à onde acoustique de volume (BAW- Bulk Acoustic Wave) a été développée depuis plus de quarante ans. Les avantages de ces résonateurs sont : la possibilité de les intégrer complètement dans un système complet sur substrat silicium pour des applications de type filtrage ou oscillateur et leurs bonnes performances aux hautes fréquences.

Dans ce chapitre, à partir de l'historique de la piézoélectricité, nous allons présenter la conception générale de l'onde acoustique, les différents types de résonateur FBAR, les matériaux piézoélectriques et les différentes topologies de filtre BAW.

II. Historique

La piézoélectricité du grec «piézein» signifiant presser, caractérise la propriété de certains matériaux cristallins à produire une charge électrique proportionnelle à la contrainte mécanique qui les déforme : C'est l'effet piézoélectrique direct. Le signe de la charge ainsi générée est lié au sens de la contrainte appliquée.

En 1817, l'abbé René-Just Haüy, qui a étudié en détail la pyroélectricité dans différents minéraux, décrit la découverte de ce qu'il appelle alors «l'électricité de pression» sur le spath d'Islande : en comprimant un cristal entre les doigts, il est possible de faire apparaître de l'électricité sur les faces du cristal. La première démonstration de l'effet piézoélectrique direct est due à Pierre et Jacques Curie en 1880. Combinant leurs connaissances de la pyroélectricité et de la structure cristalline, ils prédirent et vérifièrent l'existence de la piézoélectricité sur des cristaux de quartz, de tourmaline, de topaze, de sucre et de sel de La Rochelle. L'existence de l'effet inverse fut prédite l'année suivante par Gabriel Lippman sur la base de calculs thermodynamiques, et immédiatement vérifiée par les frères Curie [6]. C'est également en 1881 que Hermann Hankel suggéra l'utilisation du terme piézoélectricité du grec piézein signifiant presser, appuyer. La piézoélectricité resta une curiosité de laboratoire pendant une trentaine d'années ; elle donna surtout lieu à des travaux théoriques sur les structures cristallines présentant cette propriété. Ces travaux aboutirent en 1910 à la publication par Woldemar Voigt du *Lehrbuch der Kristallphysik* qui donne les vingt classes cristallines piézoélectriques, et définit rigoureusement les constantes piézoélectriques dans le formalisme de l'analyse tensorielle [7].

La première application de la piézoélectricité fut le sonar développé par Paul Langevin et ses collaborateurs pendant la première guerre mondiale. Ce sonar était composé de lames de quartz collées entre deux plaques d'acier et d'un hydrophone et permettait, par la mesure du temps écoulé entre l'émission d'une onde acoustique et la réception de son écho, de calculer la distance à l'objet [8]. Peu de temps après, au début des années 1920, le premier oscillateur à quartz est mis au point par Walter Cady, ouvrant ainsi la voie au contrôle de fréquence [9].

Les progrès technologiques de ces dix dernières années permettent d'utiliser

les matériaux piézoélectriques sous forme de films minces de quelques centaines de nanomètres. La montée en fréquence des solutions de filtrage à base de structures piézoélectriques est dès lors possible. Nous allons maintenant donner un peu plus de détails sur l'utilisation de la piézoélectricité pour la réalisation de fonctions de filtrage RF.

III. L'onde acoustique

Au lieu de l'onde électromagnétique en espace libre ou dans les diélectriques, nous considérons l'onde acoustique, également connues sous le nom d'onde élastique. Ces ondes comprennent les déformations mécaniques d'un matériau et les forces internes associées, qui sont connues comme stress [10,11]. En heurtant une pièce pleine en métal, on peut remarquer que le bruit (l'onde acoustique) se propage loin, mais est éphémère. Lorsqu'on tape sur une cloche, la résonance est audible de nombreuses secondes après le choc. Ces observations mettent en évidence les faibles pertes lors de la propagation d'ondes acoustiques aux fréquences audibles. Dans les micro-ondes acoustiques, nous employons la propagation acoustique et les résonances à des fréquences beaucoup plus élevées.

Il existe deux types de propagation d'ondes acoustiques dans un milieu matériel. La première onde est une onde longitudinale (Figure I-1a), par exemple l'onde acoustique audio dans l'air, dans laquelle le déplacement est parallèle à la direction de la propagation. La vitesse dépend du matériel, mais est typiquement dans la gamme de 5000 à 10000m/s. La deuxième onde est une onde transversale (Figure I-1b), par exemple l'onde acoustique simulée par une corde, dans laquelle le déplacement est perpendiculaire à la direction de la propagation. Ceci a généralement une vitesse inférieure par rapport à l'onde longitudinale, typiquement de 3000 à 6000m/s [12].

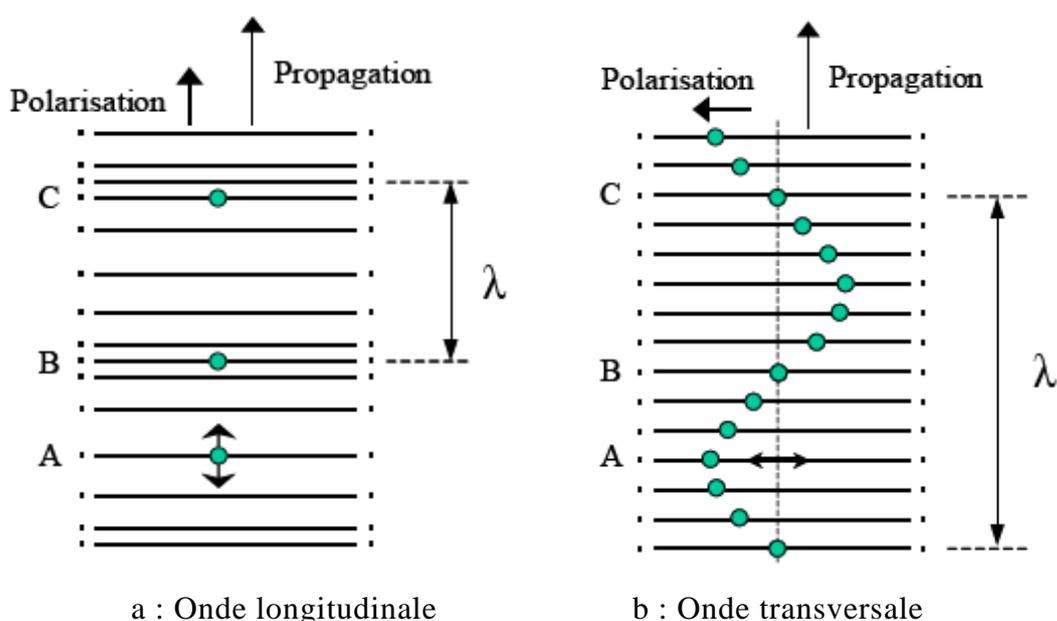


Figure I-1 : Deux types d'ondes acoustiques fondamentales

Ces deux types de propagation sont les composantes fondamentales d'ondes acoustiques. Les faibles vitesses de ces deux types d'onde acoustique, environ 100000 fois plus petite que l'onde électromagnétique (dans l'air), nous donnent des moyens de la miniaturisation très importants pour des dispositifs acoustiques aux fréquences micro-ondes. Dans le cas général, les deux modes sont excités simultanément. Il y a également d'autres configurations possibles, par exemple les ondes peuvent se propager sous forme cylindrique ou sphérique. Cependant, dans tous les cas, le mouvement de l'onde peut être ramené à une expression en composantes longitudinales et transversales. Dans les dispositifs piézoélectriques, les ondes qui se propagent dans la couche piézoélectrique sont composées par ces deux types d'onde fondamentale.

Il existe beaucoup de méthodes pour générer l'onde acoustique, mais la plus commune est l'utilisation d'un matériel piézoélectrique. Le capteur d'entrée sert à générer l'onde acoustique en réponse à un signal électrique appliqué, alors que le capteur de sortie convertit l'énergie de l'onde acoustique en un résultat électrique. Les déplacements mécaniques et les champs électriques sont couplés par des interactions au niveau atomique [12].

IV. Les différents types de résonateurs piézoélectriques

On distingue deux grandes familles de résonateurs acoustiques selon la structure des couches superposées :

- Les HBARs (High overtone Bulk Acoustic Resonators)
- Les FBARs (Film Bulk Acoustic Resonators)

IV.1. High Overtone Bulk Acoustic Resonators

Les HBARs sont constitués de deux parties distinctes (figure I-2):

- Le matériau piézoélectrique pris en sandwich entre les deux électrodes d'excitation, appelé transducteur,
- La cavité résonante dans laquelle va s'établir un système d'ondes stationnaires.

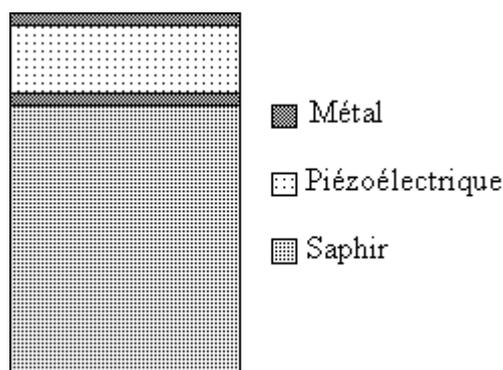


Figure I-2 : HBAR

La cavité est constituée d'un matériau non piézoélectrique (saphir dans la figure I-2, par exemple) présentant un fort facteur de qualité acoustique. Le transducteur, posé sur la cavité, va coupler une quantité de son énergie avec cette dernière. La résonance utilisée est celle de la cavité ce qui permet d'obtenir un fort facteur de qualité (20000 à 2GHz [13]). Un tel système est plutôt utilisé à hautes fréquences comme partie résonante d'un oscillateur [1]. Les dimensions de la cavité étant très grandes par rapport à celles du transducteur (l'épaisseur du transducteur est proche de la demi-longueur d'onde), la fréquence de fonctionnement utilisée est un multiple de la fréquence fondamentale d'où le nom anglais de High overtone Bulk Acoustic Resonator. Les dimensions restent modestes pour ce type de résonateur (0.5mm d'épaisseur pour la cavité) [13]. Mais

l'encombrement excessif du spectre autour de la fréquence de résonance choisie ne permet pas d'envisager son utilisation pour des applications de filtrage hautes fréquences. Sur la figure I-3, nous pouvons observer qu'autour de la fréquence de résonance ($\approx 2.78\text{GHz}$), il y a beaucoup de résonances parasites, ces résonances parasites viennent de la cavité, car les ondes stationnaires ont été établies dans cette cavité.

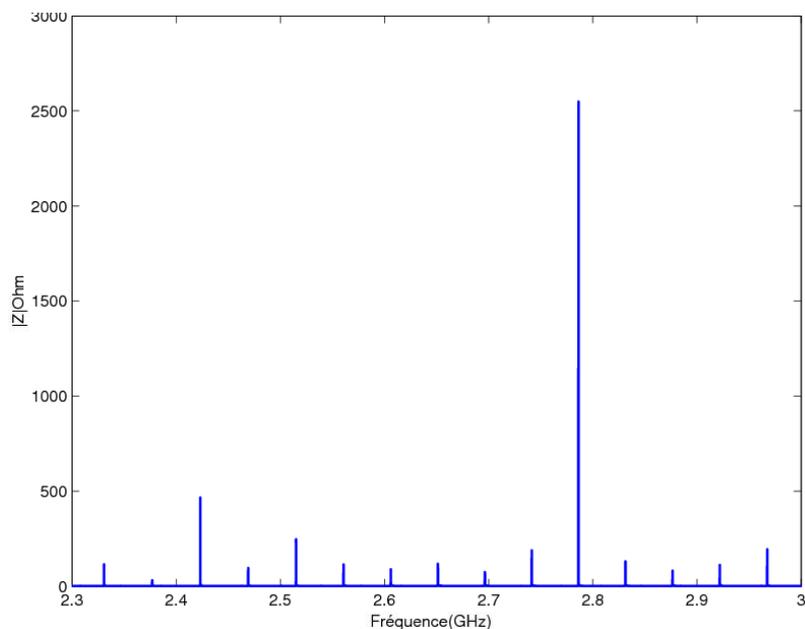


Figure I-3 : Impédance simulée du résonateur HBAR

IV.2. Film Bulk Acoustic Resonators

Contrairement au système précédent, le transducteur est posé sur un substrat non piézoélectrique de faible épaisseur. Généralement, l'épaisseur du substrat est comparable à celle de la couche piézoélectrique ou plus fine. La fréquence de résonance et le facteur de qualité de ce système sont fortement liés aux propriétés acoustiques du matériau piézoélectrique, de la métallisation, ainsi qu'à celles du substrat. Un des points clés dans le design du résonateur est la partie supportant le résonateur. Il faut jouer avec les conditions aux limites mécaniques afin de confiner l'onde acoustique dans la partie résonante, assurant ainsi une diminution des pertes acoustiques. Afin d'éviter les fuites acoustiques, les résonateurs BAW (Bulk Acoustic Wave) sont suspendus sur des membranes micro-usinées [14] ou sont isolés grâce à des réflecteurs de Bragg [15]. On distingue trois configurations majeures qui sont toutes liées à un procédé microélectronique particulier [4, 12].

IV.2.1. Résonateur suspendu

La première structure (Figure I-4) repose sur une membrane micro-usinée sur substrat massif. Les principales étapes de fabrication sont le dépôt de la partie résonateur sur substrat puis l'élimination localisée du substrat afin d'obtenir une fine membrane sur laquelle repose le résonateur. Le silicium haute résistivité et l'arséniure de gallium sont des substrats couramment utilisés [16] et [17]. L'inconvénient de ce type de structure provient des contraintes mécaniques exercées sur la membrane, qui à tendance à se déformer et à se déchirer.

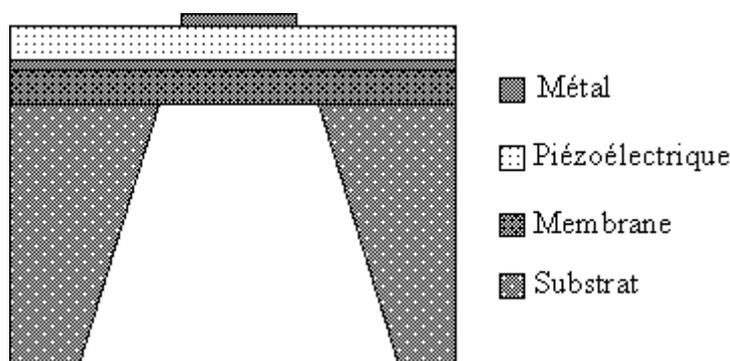


Figure I-4 : Résonateur suspendu

Par exemple, Jae Y. Park et son équipe [18] ont réalisé un résonateur AlN suspendu sur membrane Si₃N₄ à 2 GHz. Le facteur de qualité avoisine les 1530.

IV.2.2. Résonateur à gap d'air

La seconde configuration (Figure I-5) nécessite la fabrication d'un gap d'air entre le résonateur et le substrat. Celui-ci est réalisé en déposant une couche sacrificielle entre le résonateur et le substrat. La dernière étape de fabrication consiste à enlever cette couche, ce qui permet au résonateur d'être suspendu au-dessus du substrat. La couche sacrificielle est généralement du SiO₂ [19, 20, 21]. Là encore, la structure est fragile et sa conception nécessite une parfaite maîtrise des contraintes mécaniques. Le seul réel avantage par rapport à la première configuration est que cette technique s'applique sur un plus grand choix de substrat, puisqu'il n'intervient pas dans la résonance.

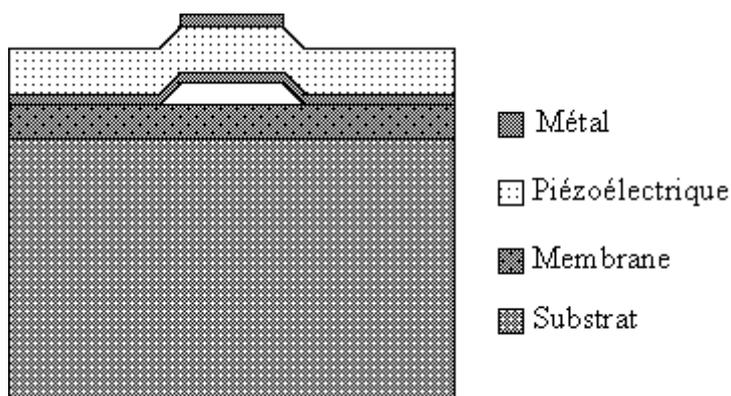


Figure I-5 : Résonateur à gap d'air

Un résonateur de ce type a été réalisé par Motoaki Hara, Jau Kuypers, Takashi Abe et Masayoshi Esashi [21]. Le germanium (Ge) a été employé comme couche sacrificielle pour réaliser le gap d'air. Ce qui donne un processus simple et une compatibilité élevée avec la technologie CMOS. Le résonateur réalisé a un facteur de qualité de 780 et un coefficient de couplage électromécanique (K_t) de 5.36% à une fréquence de résonance de 2GHz. Généralement le coefficient de qualité obtenu avec le gap d'air est un peu plus faible que celui obtenu avec le résonateur suspendu car l'isolation du substrat est généralement moins grande.

IV.2.3. Solidly mounted résonateur (SMR)

La troisième configuration de résonateur (Figure I-6) est à l'opposé du concept de membrane, puisque le résonateur est parfaitement lié au substrat. C'est ce que l'on appelle "Solidly Mounted Resonator" (SMR). Il est nécessaire, dans cette configuration, d'isoler mécaniquement la partie résonante du substrat afin d'éviter que l'onde acoustique ne s'y atténue. En 1965, Newell fut le premier à proposer une technique de transformation d'impédance dans le but d'isoler acoustiquement le résonateur du substrat. C'est la technique du transformateur quart d'onde, où l'onde de référence est celle de la structure résonante. L'interface acoustique entre le résonateur et le substrat est composée d'un ensemble de couches d'impédance très différentes (Z_1 , Z_2) pour assurer l'isolation (réflecteur de Bragg). L'intérêt principal des résonateurs SMR est qu'ils peuvent être fabriqués sur une grande variété de substrats, les propriétés acoustiques du substrat étant sans importance. Leur inconvénient majeur provient du nombre élevé de couches qu'il faut déposer pour atteindre l'isolation acoustique souhaitée, en maîtrisant parfaitement l'épaisseur des couches lors du procédé technologique.

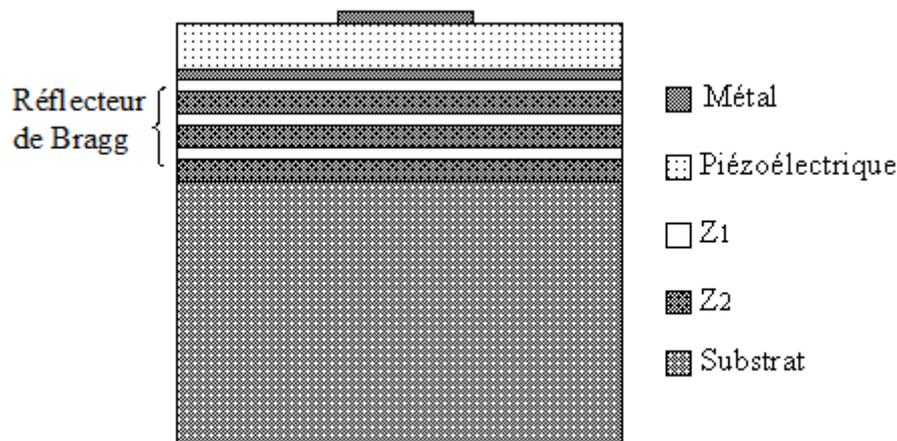


Figure I-6: Solidly mounted r ésonateur

Un tel r ésonateur a é t é fabriqu é par G. Yoon et J.D. Park [22]. Le r ésonateur comprend une couche de ZnO d'1.4 μm entre deux électrodes d'aluminium. Le r éflecteur de Bragg est compos é de 7 couches altern ées de SiO₂ (350 nm) et de tungst ène (600 nm), le tout reposant sur un substrat Si (350 μm). La r ésonance à 2 GHz présente un facteur de qualit é de 400. Les tr ès bonnes performances électricques proviennent à la fois de l'isolation acoustique et de la technique de d ép ôt du ZnO.

L'équipe de K. M. Lakin a aussi fabriqu é deux r ésonateurs SMR à base d'AlN avec une isolation à 9 niveaux AlN/SiO₂ [23]. L'originalit é de ces r ésonateurs se situe dans l'utilisation du matériau piézoélectrique comme couche du r éflecteur de Bragg. La fréquence de r ésonance du premier r ésonateur est de 5 GHz avec un facteur de qualit é Q de 670 et le second r ésonne à 20 GHz avec un Q de 300. Les auteurs visent actuellement une r ésonance à 40 GHz.

Les trois types de r ésonateur que nous avons présent é s ont le m ême principe de fonctionnement : é viter que l'onde acoustique ne p èn ètre dans le substrat. Mais ils utilisent diff érentes m éthodes pour cela. Les principales diff érences entre les trois types de r ésonateur sont d'ordre technologique et portent sur le choix des mat ériaux.

- Le r ésonateur suspendu : Le probl ème de contraintes m écaniques exerc ées sur la membrane limite le choix de substrat.
- Le r ésonateur à gap d'air : Puisqu'il y a un gap d'air entre le r ésonateur et

le substrat, ce type de résonateur offre un plus grand choix de substrats. Mais la structure a besoin de l'adaptation de contraintes entre la couche de métal et la couche piézoélectrique.

- SMR : Le résonateur est isolé par le réflecteur de Bragg, les SMR peuvent être réalisés sur beaucoup de substrats. Mais le nombre d'empilements du réflecteur de Bragg augmente la difficulté de fabrication. De plus, le réflecteur de Bragg n'est valable que pour une certaine bande de fréquence. Il faut donc réoptimiser et refaire le réflecteur si la fréquence de résonance est modifiée.

Le choix d'utilisation des différents types de résonateur dépend de la situation dans laquelle nous allons utiliser les dispositifs FBAR. Mais, en théorie, les résonateurs qui sont isolés du substrat ont des facteurs de qualité plus élevés qu'avec les structures SMR [21].

V. Réponse fréquentielle d'un résonateur piézoélectrique

La figure I-7 représente la transmission d'un résonateur piézoélectrique. Contrairement à un résonateur classique (distribué, diélectrique,...), la réponse en fréquence est constituée d'une résonance (appelée aussi résonance parallèle) et d'une antirésonance (résonance série).

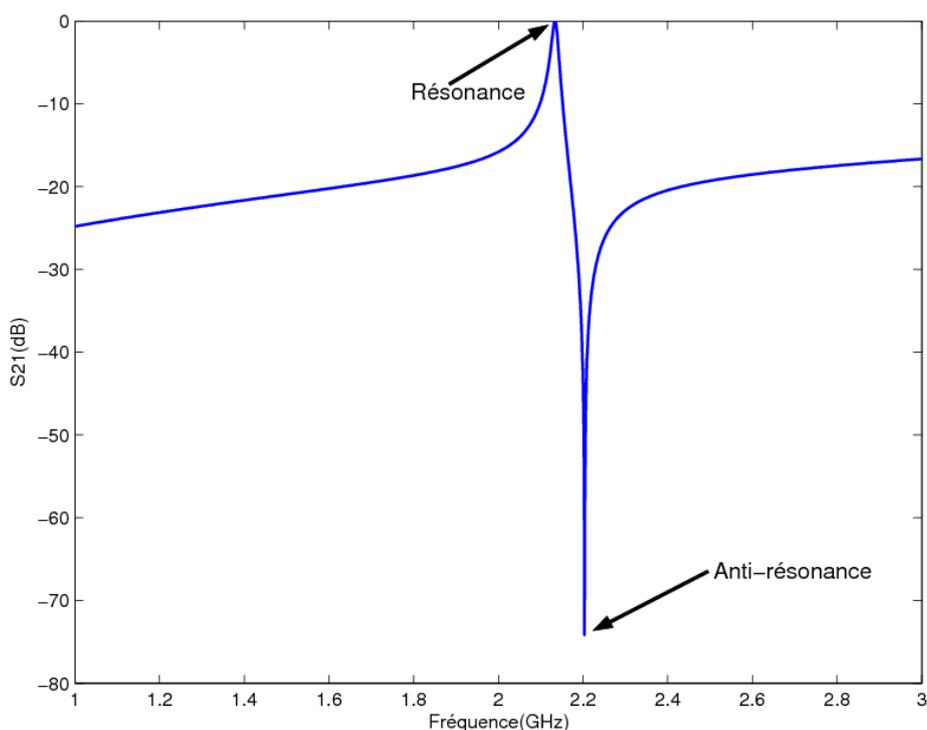


Figure I-7 : Réponse simulée en fréquence d'un résonateur piézoélectrique

L'intervalle de fréquence entre la résonance et l'antirésonance est relié à un facteur de mérite des résonateurs piézoélectriques : le coefficient de couplage électromécanique k_t^2 . Pour un résonateur avec des électrodes inférieures et supérieures infiniment minces, il peut s'écrire par une relation entre la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance de la manière suivante [24]:

$$k_t^2 = \frac{\pi f_s}{2 f_p} \tan \frac{\pi}{2} \left(\frac{f_p - f_s}{f_p} \right) \cong \frac{\pi^2}{4} \frac{f_p - f_s}{f_p}$$

Plus cet intervalle de fréquence sera élevé, plus grand sera ce coefficient. Nous verrons par la suite que ce coefficient est utile pour déterminer quel matériau piézoélectrique choisir en fonction de l'application visée (résonateur, filtre), car plus ce coefficient est grand, plus la bande passante sera large.

La distance entre la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance est modifiée quand on tient compte des électrodes, de la membrane mais aussi des couches du réflecteur de Bragg. La plupart du temps, les couches ajoutées vont réduire l'intervalle de fréquence entre la résonance et l'antirésonance. Les fréquences de résonance et d'antirésonance d'un résonateur sont facilement mesurées, une expression équivalente au k_t^2 est alors présentée. Le 'couplage efficace' k_{eff}^2 est défini de la manière suivante :

$$k_{\text{eff}}^2 = \frac{\pi^2}{4} \frac{f_p - f_s}{f_p}.$$

k_{eff}^2 est un paramètre très important pour la conception de composant BAW [24].

Comme pour tout résonateur, on définit le facteur de qualité du résonateur. Ce facteur permet de mesurer l'influence des différentes pertes métalliques, diélectriques et mécaniques. Cette définition est celle qui est classiquement utilisée [25]. Elle s'obtient à partir de la dérivée de la phase de l'impédance à la fréquence de résonance. Le résonateur pi électroélectrique présentant deux résonances (même si l'une d'elle est appelée antirésonance), on définit deux facteurs de qualité : l'un pour la résonance série, noté Q_s , l'autre pour la résonance parallèle noté Q_p .

$$Q_s = \frac{f_s}{2} \left| \frac{\partial \Phi_z}{\partial f} \right|_{f_s} \quad Q_p = \frac{f_p}{2} \left| \frac{\partial \Phi_z}{\partial f} \right|_{f_p}$$

avec Φ_z la phase de l'impédance du résonateur.

VI. Les matériaux piézoélectriques

L'effet piézoélectrique a été mis en évidence principalement dans les solides cristallins [26]. Parmi les 32 classes cristallines, 21 sont dépourvues de centre de symétrie : Les centres de gravité des charges positives et négatives ne coïncident pas. Il en résulte l'existence dans le cristal d'un dipôle électrique. Parmi celles-ci, 20 classes cristallines présentent l'effet piézoélectrique. Dans ces 20 classes, 10 présentent une polarisation électrique spontanée en l'absence d'un champ électrique extérieur : elles sont dites polaires. La polarisation électrique ne peut être observée directement car elle est annulée par des charges libres à l'intérieur ou à la surface du cristal. Cependant lorsque la température varie, la mesure de l'écoulement des charges dans un circuit fermé permet de mettre en évidence la variation de polarisation. Les cristaux appartenant à ces 10 classes sont appelés pyroélectriques. Les cristaux ferroélectriques forment un sous-groupe des matériaux pyroélectriques pour lesquels le sens de la polarisation peut être renversé sous l'action d'un champ électrique suffisamment intense. Cette polarisation s'annule pour une température appelée "température de Curie" au-dessus de laquelle le cristal possède une structure non polaire appelée paraélectrique : il ne présente alors plus l'effet piézoélectrique.

La figure I-7 précise la place qu'occupent les matériaux piézoélectriques dans la hiérarchie des solides cristallins.

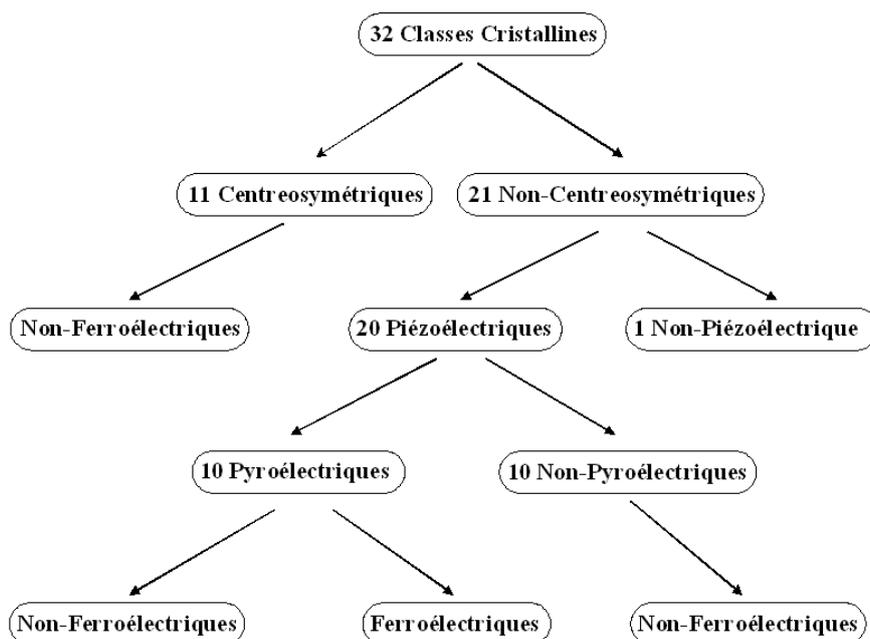


Figure I-7 : Hiérarchie des solides cristallins

Les matériaux piézoélectriques sont très nombreux. Le plus connu est sans doute le quartz, toujours utilisé aujourd'hui dans les montres pour générer des impulsions d'horloge. Actuellement, trois matériaux piézoélectriques sont utilisés pour la réalisation de structures micro-ondes. L'AlN (Nitrure d'Aluminium) [27], le PZT (Titane Zirconate de Plomb) [28] et le ZnO (Oxyde de Zinc) [29]. Beaucoup d'autres matériaux piézoélectriques sont connus mais la plupart d'entre eux n'est pas applicable ou pas encore disponible en couches minces. Le choix du matériau repose avant tout sur ses performances physiques (électriques et mécaniques), mais aussi sur le procédé de dépôt utilisé. Il faut également tenir compte de sa possibilité et de sa facilité à être intégré dans la fabrication des autres dispositifs. Nous allons dans le chapitre qui suit définir les propriétés physiques importantes de ces matériaux et établir des comparaisons entre eux afin de déterminer quel est le meilleur candidat en fonction des applications visées.

Les performances d'un résonateur piézoélectrique sont conditionnées par plusieurs critères auxquels doit satisfaire la couche piézoélectrique [30]:

- La constante diélectrique ϵ_r : le niveau de l'impédance du résonateur est déterminé par la taille des électrodes, par l'épaisseur de la couche piézoélectrique et par la constante diélectrique. Plus cette dernière sera grande, et plus la taille des résonateurs sera réduite. Cette constante diélectrique est d'environ 10 pour l'AlN et le ZnO et jusqu'à 400 pour le PZT.
- Le coefficient de couplage électromécanique k_t^2 : il détermine le degré d'échange d'énergie entre le domaine mécanique et le domaine électrique. Une couche piézoélectrique avec un coefficient de couplage trop faible ne permettra pas de faire des filtres avec la bande passante requise pour les applications de téléphonie mobile. Par exemple, le PZT présente le plus grand coefficient (de 8 à 15 %), suivi par le ZnO, 7 %, et l'AlN, 6.5 %.
- La vitesse longitudinale de l'onde acoustique V_a : un matériau avec une petite vitesse acoustique nécessitera une plus faible épaisseur de couche. Le PZT et le ZnO semblent meilleurs de ce point de vue.
- Les pertes intrinsèques, mécaniques $tg\delta_m$ et diélectriques $tg\delta_d$: l'AlN et le ZnO ont fait leurs preuves dans des filtres [31,32]. Le PZT présente beaucoup plus

de perte, son exploitation est donc beaucoup plus limitée.

- Le coefficient de température : La couche piézoélectrique étant la pièce maîtresse de la résonance, la dérive en température de ses propriétés physiques aura une grande influence sur le maintien de la fréquence de résonance. L'AlN possède un coefficient beaucoup plus faible que le ZnO.

D'autres paramètres physiques ont une influence indirecte sur les performances des résonateurs [30] :

- Une forte conductivité thermique σ_t permet une bonne tenue en puissance du matériau piézoélectrique, condition nécessaire à l'intégration des filtres BAW dans les duplexeurs. L'AlN s'avère être un bon conducteur thermique.
- Un environnement humide peut dégrader les performances de la structure. Le matériau piézoélectrique doit donc être très stable chimiquement. Le ZnO et PZT ne le sont pas, contrairement à l'AlN, résistant aux attaques acides.
- La tension de claquage est aussi un paramètre déterminant. Elle est liée à la bande interdite du diélectrique ainsi qu'au défaut de densité de la couche épitaxie.

Le choix final du matériau piézoélectrique dépend avant tout de l'environnement technologique dans lequel il va être intégré. Les résonateurs et filtres piézoélectriques industriels seront fabriqués dans des centrales technologiques destinées aux matériaux semi-conducteurs. Il faut de ce fait écarter tout risque de contaminations provenant de la couche piézoélectrique. Le zinc, le zirconium et le plomb sont des matériaux à fort risque de contaminations du fait de leur influence néfaste sur la diminution de la durée de vie des porteurs, et sont donc proscrits des salles d'intégration CMOS. L'AlN ne développe aucun problème de cet ordre. Le tableau 1 résume les propriétés de chacun des matériaux piézoélectriques.

Ainsi, même si d'un point de vue électrique et piézoélectrique l'AlN ne semble pas être le candidat le mieux placé pour l'obtention des meilleures performances en terme de filtrage, il reste le seul matériau piézoélectrique capable

de répondre à la fois aux exigences d'intégration dans des procédés de microélectroniques existants et aux exigences d'un cahier des charges imposées par la réglementation sur les télécommunications. C'est donc ce matériau que nous avons retenu pour nos futurs circuits.

	AlN	ZnO	PZT
Constante Diélectrique (ϵ_r)	~10	~10	80~400
K_t^2	6.5%	7%	8-15%
Vitesse Acoustique m/s	10400	6350	4000~6000
Vitesse de dépôt	Grande	Moyenne	Petite
Environnement Humide	oui	non	non
Intégration CMOS	oui	non	non

Tableau 1 : Propriétés des matériaux

Ce matériau, comme n'importe quel matériau piézoélectrique dédié aux applications hyperfréquences, nécessite d'être déposé en couche mince.

VII. Les filtres BAW

Les ondes électromagnétiques se propagent 4 à 5 fois plus vite que les ondes acoustiques, les résonateurs BAW et SAW sont donc beaucoup plus petits que les structures électromagnétiques, même pour celles ayant des matériaux à forte permittivité. Ces résonateurs acoustiques sont donc très utilisés pour la réalisation de filtre passe bande dans les dispositifs nécessitant une très forte intégration.

Les filtres BAW se composent de plusieurs résonateurs BAW qui peuvent être électriquement ou mécaniquement (acoustiquement) couplés. Nous pouvons donc classer les filtres BAW en deux catégories principales :

a). Les filtres à couplage électrique des résonateurs

Les topologies filtres en échelle et filtres en treillis appartiennent à la catégorie des filtres à couplage électrique des résonateurs. Comme le montre la figure I-8, le filtre en échelle et le filtre en treillis sont constitués de résonateurs FBAR qui sont montés, soit en série, soit en parallèle.

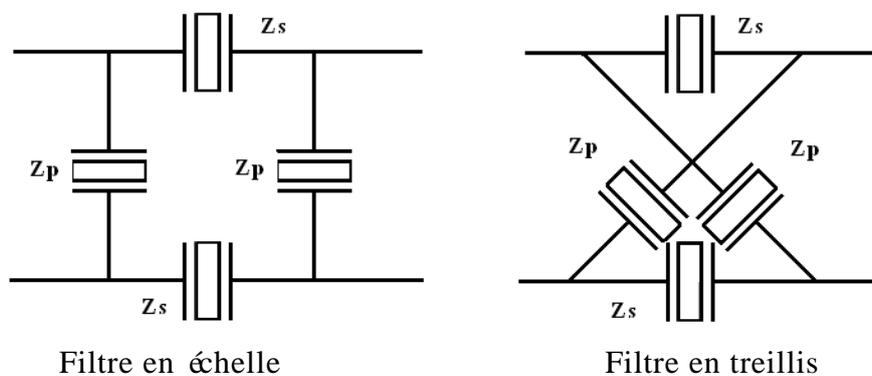


Figure I-8 : Filtrés à couplage électrique de résonateurs

b). Les filtres à couplage mécanique (acoustique) des résonateurs

Les filtres SCF (Stacked Cristal Filter) et les filtres CRF (Coupled Resonator Filter) sont des filtres à couplage mécanique des résonateurs. La figure I-9 présente les structures de ces deux filtres. Ces types de filtres sont construits en empilant deux résonateurs. Nous pouvons associer ces deux types de filtre en utilisant le couplage mécanique et le couplage électrique entre différents

résonateurs d'une même structure. Ces deux filtres utilisent le même principe de fonctionnement, l'un des résonateurs servant d'entrée et l'autre de sortie. Ces filtres empilés exploitent un couplage acoustique des résonateurs et permettent d'obtenir des filtres très compacts.

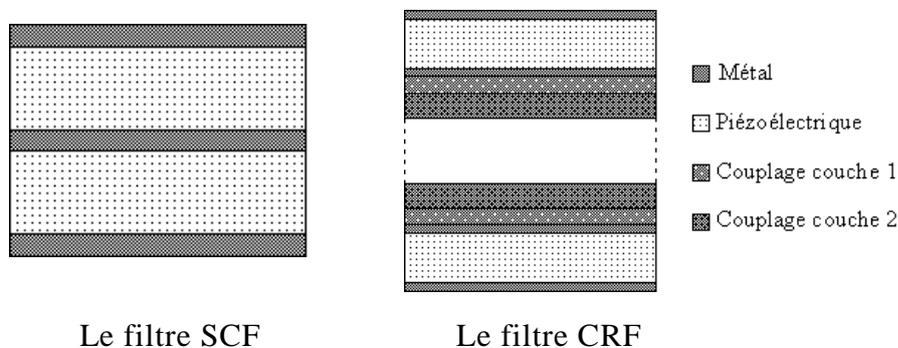


Figure I-9 : Les filtres à couplage mécanique de résonateurs

c). Comparaison

Sur la figure I-10, K.M.Lakin a représenté sur le même graphique les gabarits typiques des trois types de filtres que nous venons de présenter [33]. L'axe horizontal présente le pourcentage de la fréquence normalisée $((f-f_0) \times 100\% / f_0)$ par rapport aux différentes fréquences centrales (f_0) de chaque filtre.

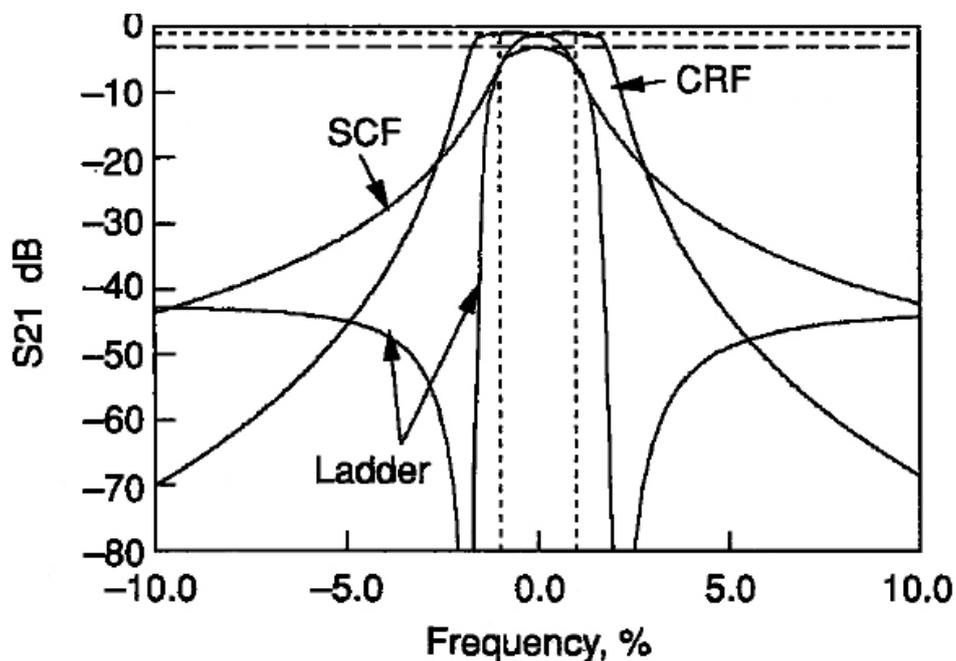


Figure I-10 : Gabarits typiques des différents filtres

Les filtres en échelle sont les meilleurs candidats pour la conception de filtres

à bande très étroite, puisque le nombre de résonateurs, autrement dit de pôles, peut être augmenté pour obtenir la réjection voulue. Les filtres SCF ont l'avantage de présenter de faibles pertes d'insertion, de faibles dimensions et la possibilité d'avoir une bande passante plus large grâce à l'utilisation d'inductances. Les filtres CRF, pour une même taille que les filtres SCF, offrent une bande passante double par rapport aux deux autres types de filtres. Par contre, l'encombrement spectral large bande est plus important pour les configurations SCF et CRF et la réalisation pratique de ces filtres nécessite plus d'étapes technologiques que pour les filtres en échelle.

Il est bien sûr possible de connecter électriquement ces différents filtres afin d'obtenir la sélectivité souhaitée.

Le principe de fonctionnement de ces différentes catégories de filtres sera présenté avec beaucoup plus de détails dans le chapitre III.

VIII. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté des généralités sur la conception piézoélectrique, sur le résonateur piézoélectrique et sur le filtre piézoélectrique.

Nous avons présenté trois types de résonateur BAW, et chaque type a des domaines d'application privilégiés. Ils présentent également différentes difficultés de fabrication. Le choix du matériau piézoélectrique est fonction de l'application visée. Parmi les trois types de matériaux que nous avons évoqués, l'AlN présente le gros avantage de stabilité en environnement humide et son intégration CMOS le rend incontournable. Pour le filtrage hautes fréquences, nous avons retenu l'AlN comme matériau piézoélectrique.

Pour les applications de filtrage, il est nécessaire de bien connaître les fréquences de résonance et d'antirésonance des résonateurs. A partir des propriétés des matériaux et des équations piézoélectriques, une méthode de calcul va être développée dans le chapitre II.

CHAPITRE II

Modélisation d'un résonateur piézo électrique unidimensionnel

I. Introduction

Pour traduire les propriétés d'un résonateur piézoélectrique par un circuit élémentaire et ainsi faciliter l'analyse de résonateurs ou de filtres piézoélectriques, nous avons besoin d'une méthode qui peut effectuer des simulations rapides, fiables et efficaces. La modélisation du résonateur piézoélectrique présente alors une très grande importance.

La modélisation des dispositifs BAW peut être faite à différents niveaux. Le niveau physique fondamental exigerait une simulation électrique et acoustique couplée tridimensionnelle, qui est très difficile à formuler et à résoudre d'une manière analytique à cause de la complexité du nombre de maille et des temps de calcul. Les filtres BAW peuvent être efficacement et facilement modélisés grâce à un modèle analytique unidimensionnel. De plus, les équations piézoélectriques permettront de décrire les champs dans les différentes couches et l'impédance électrique du résonateur.

Nous allons présenter les deux principaux modèles unidimensionnels. Le premier modèle unidimensionnel d'un résonateur s'appelle le modèle de Mason [26]. Ce type de modèle est très important pour le développement de résonateurs BAW, mais sa mise en œuvre est un peu délicate. Les résonateurs BAW peuvent également être modélisés par un circuit équivalent électrique simple connu sous le nom de modèle de Butterworth-Van Dyke [34]. Grâce aux logiciels de type circuit (ADS), le modèle Butterworth-Van Dyke nous permet d'obtenir des simulations rapides. Ces deux modèles ont été développés à l'origine pour étudier le comportement des résonateurs fonctionnant à basse fréquence.

La compréhension du phénomène de la piézoélectricité et sa mise en équations nécessite des connaissances en mécanique des milieux déformables et en électromagnétisme. En utilisant les équations piézoélectriques fondamentales et en utilisant des conditions aux limites et de continuité aux interfaces des différentes couches, nous pourrions obtenir l'impédance d'une couche piézoélectrique en fonction des grandeurs physiques des matériaux utilisés et des dimensions du résonateur. Nous pourrions alors comparer cette impédance à l'impédance équivalente du modèle BVD et en utilisant la méthode des moindres carrés, nous

pourrons alors déterminer les trois éléments du modèle BVD (C_0 , L_m et C_m) en fonction des dimensions du résonateur piézoélectrique (épaisseur de la couche piézoélectrique et dimensions des électrodes). Les équations et les paragraphes qui suivent permettent de faire une identification entre l'impédance du circuit équivalent du modèle BVD et l'impédance du résonateur calculée à partir des propriétés physiques et géométriques des différentes couches. En utilisant cette méthode, les réponses du résonateur peuvent être facilement simulées. A partir des expressions des différents éléments du modèle BVD, nous pouvons optimiser un filtre à couplage électrique des résonateurs (filtre en échelle ou filtre en treillis).

Cette méthode peut être utilisée pour tous les résonateurs BAW et les filtres à couplage mécanique des résonateurs (SCF et CRF).

II. Analyse avec le mod èle de Mason

Le mod èle de Mason est un circuit équivalent qui transforme le syst ème à vibrations mécaniques en syst ème électrique. Ce mod èle peut être utilis é dans le calcul de structure unidimensionnelle avec des conditions aux limites et aux fronti ères [35].

II.1. Circuit équivalent d'une plaque non piézoélectrique unidimensionnelle

Pour les matériaux non piézoélectriques, le tenseur de contraintes (T), le tenseur de déformations (S), le déplacement des atomes (u) et la vitesse du déplacement des atomes (v) ont des relations exprimées de la manière suivante [35]:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \rho \frac{\partial v}{\partial t} \tag{II-1}$$

$$S = \frac{\partial u}{\partial z} \tag{II-2}$$

$$T = cS \tag{II-3}$$

$$v = \frac{\partial u}{\partial t} \tag{II-4}$$

avec ρ la densité du matériau et c la constante de rigidité.

Pour une plaque mécanique, présentée sur la figure II-1, nous notons d l'épaisseur ($d=z_2-z_1$) et S la surface de la plaque.

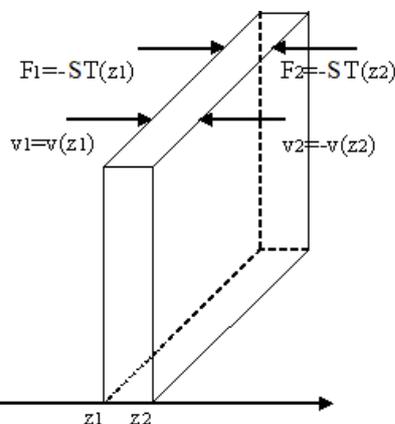


Figure II-1 : Plaque non piézoélectrique

On pose la vitesse du déplacement des atomes :

$$v = a \cdot e^{-jkz} + b \cdot e^{jkz} \quad (\text{II-5})$$

A la frontière $z=z_1$ et $z=z_2$, les vitesses du déplacement des atomes sont respectivement v_1 et v_2 . Nous pouvons alors calculer les coefficients a et b :

$$a = \frac{v_1 e^{jkz_2} + v_2 e^{jkz_1}}{2j \sin(kd)} \quad (\text{II-6})$$

$$b = -\frac{v_1 e^{-jkz_2} + v_2 e^{-jkz_1}}{2j \sin(kd)} \quad (\text{II-7})$$

Pour calculer la force F , il faut connaître le tenseur de contraintes (T). En utilisant les équations (II-2), (II-3) et (II-4), le tenseur de contraintes peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = c \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \quad (\text{II-8})$$

Dans le domaine temporel, la dérivée par rapport au temps pour le tenseur de contraintes peut s'exprimer par :

$$T = -\frac{c \cdot k}{\omega} \cdot (a \cdot e^{-jkz} - b e^{jkz}) \quad (\text{II-9})$$

Dans la plaque, après les développements nécessaires, la force F sur la surface est définie par :

$$F = \frac{S \cdot c \cdot k \cdot (a \cdot e^{jkz} - b \cdot e^{-jkz})}{\omega} = S \cdot Z_{\text{surf}} \cdot (a \cdot e^{jkz} - b \cdot e^{-jkz}) \quad (\text{II-10})$$

avec $Z_{\text{surf}}=c \cdot k/\omega$ l'impédance élastique de la surface et k la constante de propagation.

En utilisant la relation suivante :

$$\frac{1}{\tan(kd)} = \frac{1}{\sin(kd)} - \tan\left(\frac{kd}{2}\right). \quad (\text{II-11})$$

Nous pouvons obtenir les forces aux frontières qui peuvent s'écrire de la manière suivante [35]:

$$F_1 = -j \cdot \frac{Z_{\text{surf}} \cdot S}{\sin(kd)} (v_1 + v_2) + j \cdot Z_{\text{surf}} \cdot S \cdot \tan\left(\frac{kd}{2}\right) \cdot v_1 \quad (\text{II-12})$$

$$F_2 = -j \cdot \frac{Z_{\text{surf}} \cdot S}{\sin(kd)} (v_1 + v_2) + j \cdot Z_{\text{surf}} \cdot S \cdot \tan\left(\frac{kd}{2}\right) \cdot v_2 \quad (\text{II-13})$$

Pour la transformation du système de vibrations mécanique en système électrique, nous remplaçons la vitesse de déplacement des atomes par le courant et la force sur la surface par la tension. Nous obtenons le circuit équivalent qui est présent é dans la figure II-2.

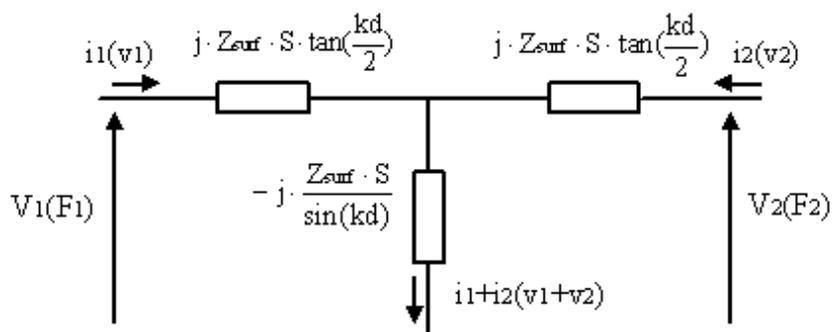


Figure II-2 : Circuit équivalent d'une plaque non piézoélectrique

II.2. Circuit équivalent d'une plaque piézoélectrique unidimensionnelle

Pour l'analyse d'une plaque piézoélectrique, nous ajoutons la composante piézoélectrique dans l'équation II-3 [35] :

$$T = c^D \cdot \frac{\partial u}{\partial z} - h \cdot D \quad (\text{II-14})$$

avec $c^D = c + \frac{e^2}{\epsilon^S}$, $h = \frac{e}{\epsilon^S}$ et e la constante pi électric.

Nous faisons les développements nécessaires et utilisons l'équation II-5 et la relation $I = S \cdot \frac{dD}{dt}$. Nous pouvons alors écrire les tenseurs des contraintes de la manière suivante :

$$T = -Z_{surf}(a \cdot e^{-jkz} - b \cdot e^{jkz}) + j \cdot \frac{h}{S \cdot \omega} \cdot I \quad (II-15)$$

A partir de l'équation (II-15), nous observons qu'il y a un terme de courant de plus par rapport à la plaque non-piezoelectrique (figure II-3).

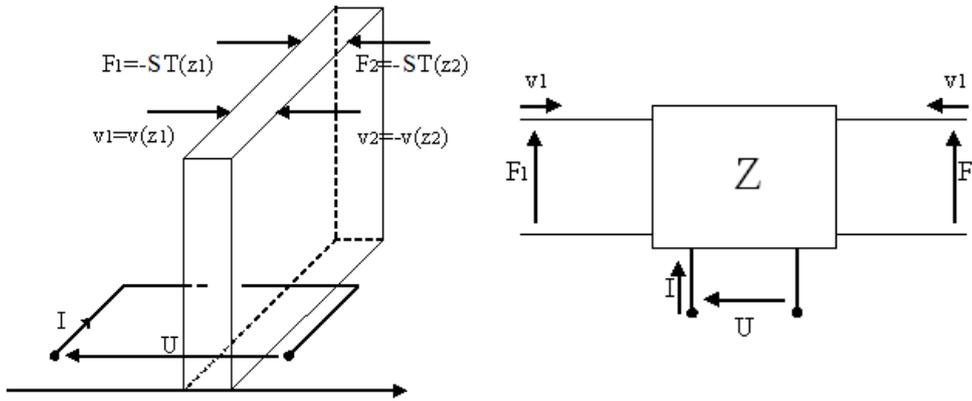


Figure II-3 : Plaque piezoelectrique

En utilisant la même méthode pour la plaque non-piezoelectrique, nous pouvons obtenir les forces sur les surfaces :

$$F_1 = Z_{surf} \cdot S \cdot \left(\frac{v_1}{j \cdot \tan(kd)} + \frac{v_2}{j \cdot \sin(kd)} \right) + \frac{h \cdot I}{j \cdot \omega} \quad (II-16)$$

$$F_2 = Z_{surf} \cdot S \cdot \left(\frac{v_1}{j \cdot \sin(kd)} + \frac{v_2}{j \cdot \tan(kd)} \right) + \frac{h \cdot I}{j \cdot \omega} \quad (II-17)$$

Après calculs, la différence de potentiel de la plaque piezoelectrique

$U = \int_{z_1}^{z_2} E dz$ peut s'écrire sous la forme :

$$U = \frac{h}{j \cdot \omega} (v_1 + v_2) + \frac{I}{j \cdot \omega \cdot C_0} \tag{II-18}$$

Avec $I = j \cdot \omega \cdot D \cdot S$, $C_0 = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot S}{d}$.

Nous pr ésentons les é quations (II-16), (II - 17) et (II-18) dans une matrice :

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ U \end{bmatrix} = -j \cdot \begin{bmatrix} \frac{Z_{surf} \cdot S}{\tan(kd)} & \frac{Z_{surf} \cdot S}{\sin(kd)} & \frac{h}{\omega} \\ \frac{Z_{surf} \cdot S}{\sin(kd)} & \frac{Z_{surf} \cdot S}{\tan(kd)} & \frac{h}{\omega} \\ \frac{h}{\omega} & \frac{h}{\omega} & \frac{1}{\omega \cdot C_0} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ I \end{bmatrix} \tag{II-19}$$

En utilisant la matrice (II-19) et en remplaçant la vitesse du déplacement des atomes par le courant et la force sur la surface par la tension, nous obtenons le circuit équivalent qui est présent é dans la figure II-4.

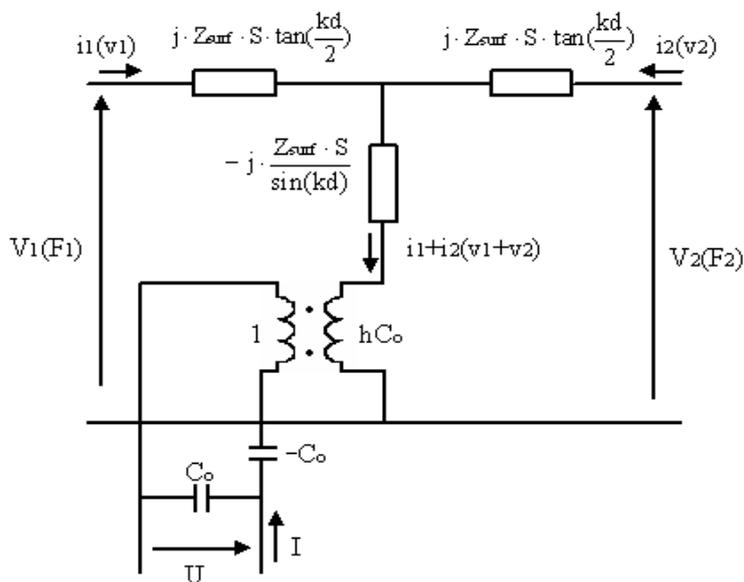


Figure II-4 : Circuit équivalent d'une plaque piézoélectrique

II.3.Modèle de Mason sans pertes d'un résonateur piézoélectrique

A partir des deux paragraphes précédents, nous pouvons modéliser chaque couche d'un résonateur piézoélectrique. Le modèle de Mason est une mise en

cascade de ces différentes modélisations. Le modèle de Mason est un modèle de type circuit électrique, qui permet de déterminer les fréquences de résonance des résonateurs piézoélectriques. Les caractéristiques d'un résonateur BAW avec le comportement unidimensionnel idéal peuvent être décrites en utilisant un modèle acoustique-électrique couplé dans lequel toutes les couches sont traitées comme des lignes de transmission. C'est un modèle qui fait appel à une analyse unidimensionnelle de la piézoélectricité. La résolution des équations couplées de la mécanique et de l'électrostatique, associée à une analogie entre le couple courant-tension et le couple force-déplacement, a conduit au schéma électrique suivant [36]:

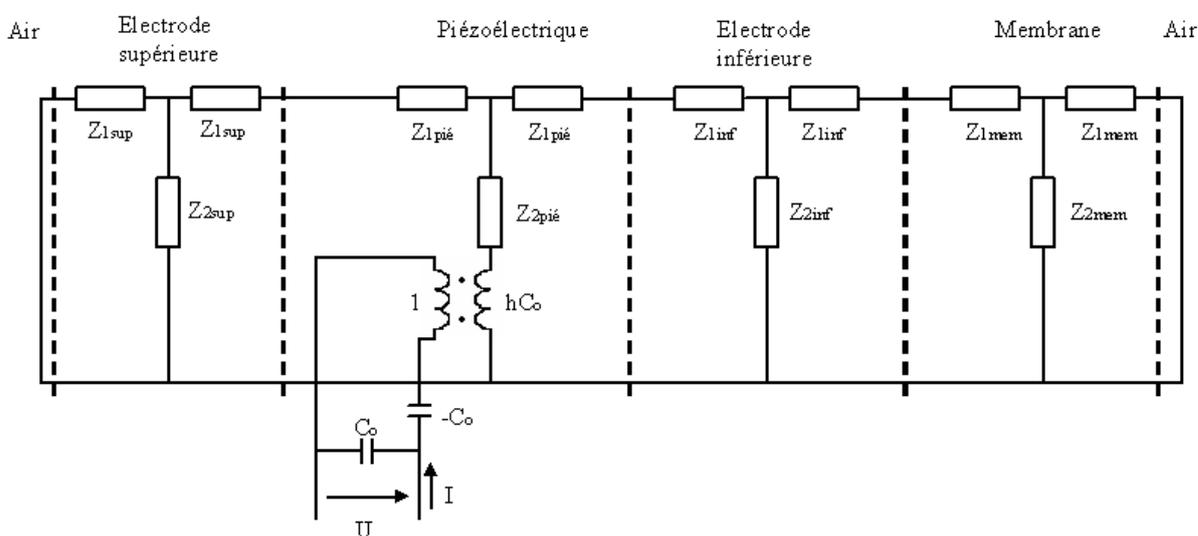


Figure II-5 : Modèle de Mason d'un résonateur piézoélectrique suspendu

On reconnaît sur ce schéma les différentes couches qui composent un résonateur piézoélectrique suspendu :

- la membrane diélectrique
- l'électrode métallique inférieure
- la couche piézoélectrique
- l'électrode métallique supérieure

A chaque couche de la structure correspond un modèle électrique. L'association des impédances $Z1$ et $Z2$ représente, en utilisant la théorie des lignes, la propagation de l'onde acoustique dans une couche donnée. Ces impédances sont fonction des propriétés physiques de la couche, à savoir :

- son impédance élastique surfacique, $Z_{surf} = S \sqrt{\rho \cdot c_{33}^D} = c \cdot k / \omega$ [37], avec ρ la densité de matériau
- la surface active de la couche, S
- l'épaisseur de la couche, d
- la constante de la propagation acoustique de l'onde dans la couche, k
- $Z_1 = jZ_{surf} \cdot S \cdot \tan\left(\frac{k \cdot d}{2}\right)$, $Z_2 = -jZ_{surf} \cdot S / \sin(k \cdot d)$

Par rapport aux autres couches, la couche piézoélectrique contient un transformateur électrique significatif de la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique, et vis versa. Le rapport de transformation s'écrit $N=1/(h \cdot C_0)$ où h est un paramètre fonction de la constante piézoélectrique e du matériau ($h=e/(\epsilon_r \cdot \epsilon_0)$) et où $C_0=(\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot S)/d$ représente la capacité du résonateur piézoélectrique (§.II.2).

A partir des caractéristiques de chacun des matériaux, il est alors possible de définir chaque élément du modèle de la Figure II-5.

II.4. Mod èle de Mason avec pertes d'un résonateur piézoélectrique

Tel que nous l'avons présenté, le modèle de Mason est sans pertes. Les pertes dans les résonateurs piézoélectriques hautes fréquences sont diverses :

- Les pertes diélectriques, dues au champ électrique dans la couche piézoélectrique,
- Les pertes électriques, dues à la propagation du champ électromagnétique dans les parties métalliques du résonateur,
- Les pertes mécaniques, qui sont une conséquence de la propagation de l'onde acoustique dans les matériaux.

Il nous faut donc compléter le modèle de Mason en y ajoutant des éléments électriques représentatifs de ces dissipations d'énergie [35].

Les pertes électriques seront prises en compte par l'ajout de résistances électriques au modèle de Mason. Les pertes diélectriques sont, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, exprimées par une permittivité complexe et les

perles m écaniques sont mod élis ées par un coefficient de rigidit é complexe.

L'introduction d'une partie imaginaire pour la permittivit é et pour le coefficient de rigidit é entraîne l'apparition de nouveaux composants électricques dans le mod èle de Mason.

Le circuit équivalent d'une couche acoustique avec pertes présentées dans la figure II-6 [35]:

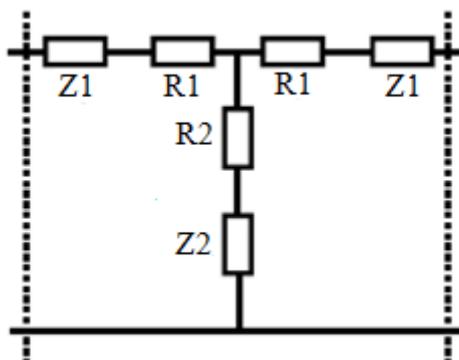


Figure II-6 : Mod èle électricque équivalent à une couche acoustique avec pertes

Les imp édances Z_1 et Z_2 gardent les m êmes expressions que pr é c édemment. Les r ésistances R_1 et R_2 s'évaluent de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 R_1 &= -Z_{surf} \cdot S \cdot \alpha \cdot \tan\left(\frac{k \cdot d}{2}\right) \\
 R_2 &= Z_{surf} \cdot S \cdot \alpha / \sin(k \cdot d)
 \end{aligned}
 \tag{II-20}$$

avec α la constante de d écadence.

Elles repr ésentent les pertes m écaniques de la couche consid é r ée. R_1 et R_2 d érivent directement des expressions de Z_1 et Z_2 en introduisant une rigidit é complexe.

L'élément capacitif de la couche piézoélectrique est lui aussi modifi é et est remplac é par le sch éma de la figure II-7 :



Figure II-7 : sch éma électricque équivalent à la capacit é avec pertes

où $ESR = R_s + \frac{\tan \delta}{\omega \cdot C_0}$, homogène à une résistance, modélise à la fois les pertes diélectriques dans la couche piézoélectrique ($\tan \delta$), et les pertes électriques des électrodes métalliques (R_s).

Le modèle de Mason dissocie très clairement la partie mécanique de la partie électrique. La propagation de l'onde acoustique à travers les différents milieux mécaniques est clairement représentée et la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique est justement signifiée par le transformateur électrique. Le modèle a une large bande d'utilisation, puisqu'il permet l'étude du résonateur hors résonance, de même que la prédiction des harmoniques supérieures.

III. Analyse avec le modèle BUTTERWORTH-VAN DYKE

(Modèle BVD)

Le modèle de Mason nous fournit une façon de décrire les dispositifs BAW. Il dissocie très clairement la partie piézoélectrique et la partie non-piézoélectrique. Mais il ne permet pas de résumer la modélisation d'un résonateur BAW à un circuit simplement composé d'éléments fondamentaux (comme les capacités, les selfs, les résistances etc...). De plus il faut calculer l'impédance élastique surfacique. Ces problèmes engendrent des difficultés de calcul et de simulation. Pour faciliter le calcul et la simulation nous allons présenter le modèle Butterworth-Van Dyke (modèle BVD). Ce type de modèle n'est constitué que d'éléments électriques fondamentaux et il permet des simulations beaucoup plus faciles avec des logiciels largement répandus : Matlab ou ADS par exemple.

III.1. Circuit équivalent du modèle BVD

Un résonateur piézoélectrique peut être modélisé par un circuit électrique mis au point par Butterworth-Van Dyke (Figure II-8) [34,38]. Ce schéma électrique est uniquement valable autour de la fréquence de résonance. Le résonateur est dans ce cas modélisé par une capacité fixe C_0 qui traduit son comportement électromagnétique, associée en parallèle avec une branche C_m , L_m série qui représente le comportement acoustique (vibratoire) du résonateur.

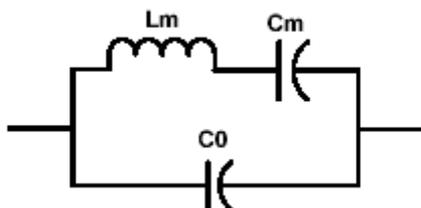


Figure II-8 : Modèle électrique BVD sans perte

L'impédance équivalente Z_{eq} du résonateur se calcule aisément :

$$Z_{eq} = \frac{j(\omega L_m - 1/\omega C_m)}{1 - \omega^2 C_0 L_m + C_0 / C_m} \quad (\text{II-21})$$

On peut en extraire deux pulsations :

- la pulsation de la résonance série, pour laquelle l'impédance est minimale. Elle correspond à la résonance.

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \quad (\text{II-22})$$

- la pulsation de la résonance parallèle, pulsation où l'impédance est maximale et qui définit le phénomène d'antirésonance.

$$\omega_a = \omega_o \sqrt{\frac{C_m + C_o}{C_o}} \quad (\text{II-23})$$

Dans le cas d'un résonateur mono couche, où seule la couche piézoélectrique est prise en compte, il est possible d'exprimer les éléments L, C du modèle BVD en fonction des paramètres physiques et géométriques du résonateur [34].

$$C_o = \frac{\epsilon_o \epsilon_r S}{d} \quad (\text{II-24})$$

$$C_m = \frac{8}{\pi^2} k_t^2 C_o \quad (\text{II-25})$$

$$L_m = \frac{\pi^3 v_a}{8 \omega_r^3 \epsilon_r \epsilon_o S k_t^2} \quad (\text{II-26})$$

v_a la vitesse acoustique

S la surface de la capacité

k_t^2 le coefficient de couplage électromécanique

d l'épaisseur de la couche piézoélectrique

ϵ_r la permittivité relative du matériau piézoélectrique

ϵ_o la permittivité du vide.

Afin de tenir compte des pertes mécaniques dans la couche piézoélectrique, il faut ajouter une résistance R_m en série avec L_m et C_m . Les calculs conduisent à l'expression suivante pour la valeur de cette résistance [34] :

$$R_m = \frac{\pi \eta \epsilon_r \epsilon_0}{8 k_t^2 \rho S v_a} \tag{II-27}$$

Où η est la viscosité acoustique du matériau et ρ sa densité volumique.

La couche piézoélectrique est avant tout un diélectrique, ce qui signifie qu'il faut aussi prévoir des pertes diélectriques. Pour ce faire, on ajoute à la capacité statique C_0 une résistance R_0 .

$$R_0 = \frac{\text{tg} \delta}{\omega} C_0 \tag{II-28}$$

Où $\text{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ et $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$.

Le schéma électrique équivalent du résonateur avec pertes devient alors [34]:

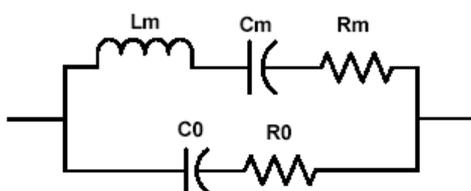


Figure II-9 : Mod èle BVD avec pertes

On rajoute au mod èle une résistance série R_s représentative des pertes électriques dans les électrodes métalliques du résonateur [34, 39, 40].

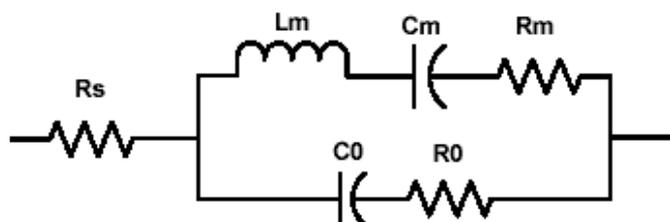


Figure II-10 : Mod èle MBVD avec prise en compte des pertes dues aux électrodes

Ce schéma est connu sous le nom MBVD pour “Modified Butterworth-Van Dyke” (figure II-10).

Le terme simplicité est sans aucun doute ce qui caractérise le mieux le modèle MBVD. Sa représentation par des éléments électriques le rend facilement exploitable avec les nombreux logiciels de simulation de type circuits. L'équation simple de son impédance électrique permet de déduire les expressions des résonances série et parallèle ainsi que celle du coefficient de couplage électromécanique. Connaissant les propriétés du matériau piézoélectrique, il est possible de prédire fidèlement le comportement du résonateur autour de sa résonance fondamentale.

Ce circuit équivalent est capable de prédire la fréquence de résonance, la fréquence d'antirésonance et l'impédance équivalente. Les caractéristiques les plus importantes de ce modèle sont [41]:

- Si la fréquence est loin de la fréquence résonance, il se comporte comme une capacité pure C_0 en série avec deux résistances R_0 et R_s (car C_m a une valeur d'impédance très élevée).
- A la fréquence de résonance, l'impédance équivalente est une résistance de faible valeur en série, typiquement 1ohm.
- A la fréquence d'antirésonance, l'impédance équivalente est une résistance de forte valeur en parallèle, typiquement 1000-3000 ohms.

Pour nos études, nous avons choisi le modèle BVD pour les simulations, car ce modèle présente les avantages suivants :

- Structure simple du circuit équivalent
- Calcul facile des résonances séries et parallèles ainsi que du coefficient de couplage électromécanique
- Grande simplicité de simulation
- Bons résultats de prédiction
- Facilité de prise en compte des pertes.

III.2. Analyse du facteur de qualité du modèle MBVD

Nous distinguons deux définitions du facteur de qualité pour le résonateur piézoélectrique : le facteur global et le facteur intrinsèque. Le facteur global tient compte de toutes les pertes dans le résonateur. Le facteur intrinsèque prend

seulement en compte les pertes dans la couche piézoélectrique. Nous allons analyser dans un premier temps le facteur intrinsèque. On utilise la définition de l'équation (II-29) pour définir le facteur de qualité intrinsèque à la fréquence de résonance pour le modèle MBVD (figure II-11).

$$Q_0 = \omega_0 \cdot (\text{Energie emmagasinée à } \omega_0) / (\text{pertes à } \omega_0) \quad (\text{II-29})$$

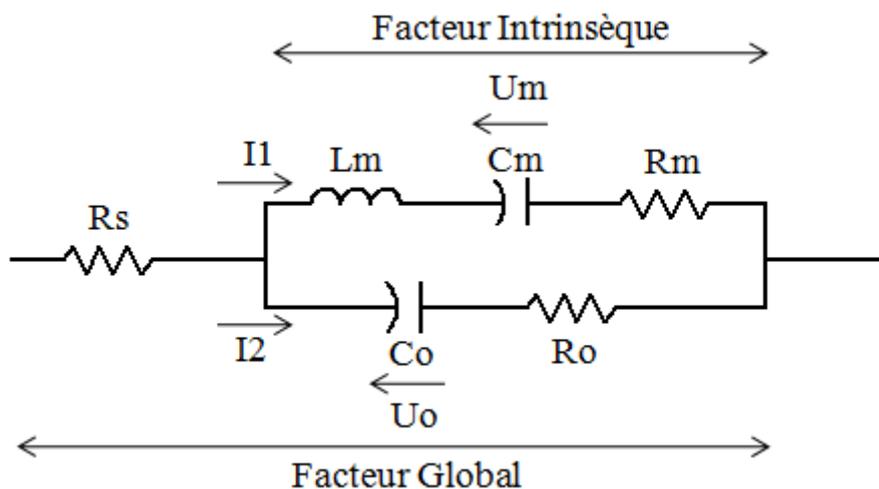


Figure II-11 : Analyse du facteur de qualité du modèle MBVD

L'énergie emmagasinée à ω_0 peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{1}{4} L_m \cdot I_1 \cdot I_1^* + \frac{1}{4} C_m \cdot U_m \cdot U_m^* + \frac{1}{4} C_o \cdot U_o \cdot U_o^* \quad (\text{II-30})$$

et à la fréquence de résonance l'énergie emmagasinée dans le self L_m est égale à l'énergie emmagasinée dans la capacité C_m . De plus l'énergie emmagasinée dans la capacité C_o est trop faible par rapport à celle de C_m , elle est donc négligeable. Les pertes à ω_0 peuvent s'écrire :

$$\frac{1}{2} R_m \cdot I_1 \cdot I_1^* + \frac{1}{2} R_o \cdot I_2 \cdot I_2^* \quad (\text{II-31})$$

Nous avons donc

$$Q_0 = \omega_0 \frac{L_m \cdot I_1 \cdot I_1^*}{R_m \cdot I_1 \cdot I_1^* + R_o \cdot I_2 \cdot I_2^*} \quad (\text{II-32})$$

Les branches 1 et 2 sont en parallèle, on a

$$I_1 \cdot (R_m + j \cdot L_m \cdot \omega - j \cdot \frac{1}{C_m \cdot \omega}) = I_2 \cdot (R_o - j \cdot \frac{1}{C_o \cdot \omega}) \quad (\text{II-33})$$

à la fréquence $f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_m}}$, nous avons donc :

$$I_1 \cdot R_m = I_2 \cdot (R_o - j \cdot \frac{1}{C_o \cdot \omega_o})$$

$$\Rightarrow I_1 = I_2 \cdot \left(\frac{R_o}{R_m} - j \cdot \frac{\sqrt{L_m C_m}}{C_o \cdot R_m} \right) \quad \text{et} \quad I_1^* = I_2 \cdot \left(\frac{R_o}{R_m} + j \cdot \frac{\sqrt{L_m C_m}}{C_o \cdot R_m} \right) \quad (\text{II-34})$$

$$\text{et} \quad I_1 \cdot I_1^* = I_2 \cdot I_2^* \cdot \left(\frac{R_o^2}{R_m^2} + \frac{L_m C_m}{C_o^2 R_m^2} \right) \quad (\text{II-35})$$

on remplace I_1 par I_2 dans l'équation (II-32), et on obtient :

$$Q_o = \omega_o \frac{L_m}{R_m \left(1 + \frac{R_o \cdot R_m \cdot C_o^2}{R_o^2 \cdot C_o^2 + L_m \cdot C_m} \right)} \quad (\text{II-36})$$

Le terme $\frac{R_o \cdot R_m \cdot C_o^2}{R_o^2 \cdot C_o^2 + L_m \cdot C_m}$ peut être écrit sous la forme $\frac{R_o \cdot R_m}{R_o^2 + L_m \cdot C_m / C_o^2}$, et C_o^2 est très inférieur à $L_m C_m$. Le dénominateur étant très grand, ce terme peut donc être négligé par rapport à 1. Le facteur de qualité à la fréquence de résonance devient alors :

$$Q_o = \omega_o \frac{L_m}{R_m} = \frac{1}{R_m C_m \omega_o} \quad (\text{II-37})$$

Prenons l'exemple d'un résonateur fabriqué par CEA-LETI dont nous avons extrait les paramètres suivants (Chapitre III) : $L_m=31.64\text{nH}$, $C_m=0.173\text{pF}$, $C_o=3.057\text{pF}$, $R_m=1.51\Omega$, et $R_o \ll 1\Omega$ (nous prenons $R_o=1\Omega$ pour faciliter le calcul).

Le terme $\frac{R_o \cdot R_m \cdot C_o^2}{R_o^2 \cdot C_o^2 + L_m \cdot C_m}$ est égal à 2.574×10^{-3} . Notre approximation

(négligeable par rapport à 1) était donc valable. Ce terme négligeable peut être expliqué par le courant qui passe essentiellement par la branche 1 à la fréquence de résonance, et il y a très peu de courant qui passe par la branche 2.

En prenant en compte les pertes électriques dans les électrodes métalliques du résonateur, nous devons prendre en compte le facteur de qualité externe Q_e . Le facteur de qualité global à la fréquence de résonance s'écrit alors dans la manière suivante :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_e} = (R_s + R_m) \cdot C_m \cdot \omega_o \quad (\text{II-38})$$

avec $Q_e = 1/R_s C_m \omega_o$.

En pratique, le facteur de qualité à la fréquence de résonance qui est obtenu par la réponse de mesure est un facteur global. Nous pouvons donc obtenir facilement la somme des pertes électriques et des pertes mécaniques ($R_m + R_s$). Les pertes électriques dans les électrodes métalliques du résonateur peuvent être calculées par la définition de résistance ($R_s = \rho l / S$, ρ la résistivité, l la longueur de la ligne, S la surface transversale de la ligne). A partir de ces deux résultats, nous pouvons calculer la valeur de R_m rapidement. Ces valeurs sont très intéressantes pour vérifier l'adaptation entre la réponse de simulation et la réponse de mesure (Chapitre III).

IV. Modèle physique unidimensionnel d'un résonateur BAW

L'équation unidimensionnelle fondamentale qui définit l'impédance électrique d'un résonateur BAW s'écrit de la forme suivante [23] :

$$Z = \frac{1}{j\omega C} \times \left[1 - K^2 \frac{\tan \varphi}{\varphi} \frac{(z_r + z_l) \cos^2 \varphi + j \sin 2\varphi}{(z_r + z_l) \cos 2\varphi + j(z_r z_l + 1) \sin 2\varphi} \right] \quad (\text{II-39})$$

où φ est la demi phase à travers le plan piézoélectrique (l'épaisseur du résonateur piézoélectrique est égale à une demi-longueur d'onde à la fréquence de résonance, φ s'appelle donc la demi phase et $\varphi = f \times \text{épaisseur} \times 2\pi / \text{vitesse}$), K^2 est le coefficient de couplage piézoélectrique ($= k_t^2 / (1 + k_t^2)$), z_r et z_l sont des impédances acoustiques normalisées aux impédances caractéristiques de la couche piézoélectrique et C est la capacité statique du résonateur.

Cette définition d'impédance peut être utilisée dans tous les types de résonateur BAW, SCFs et CRFs. Nous avons fait le calcul d'impédance d'un résonateur BAW en utilisant cette méthode. Mais cette méthode n'exprime pas clairement la relation entre l'impédance et la géométrie du résonateur. Dans la suite, nous allons présenter une méthode de calcul qui est basée sur les équations piézoélectriques unidimensionnelles et qui utilise les conditions aux limites, aux frontières et les conditions de continuité entre les différentes couches pour les contraintes et les déplacements. Le résultat que nous obtiendrons exprimera la relation entre l'impédance équivalente d'un résonateur BAW et la géométrie de ce résonateur. Elle pourra être utilisée pour tous les types de résonateurs BAW.

IV.1. Equations piézoélectriques

Normalement, un résonateur piézoélectrique n'est pas uniquement composé d'une couche piézoélectrique et d'une paire d'électrodes. Mais pour simplifier la présentation du calcul et de notre méthode, nous considérons le plus simple des résonateurs constitué uniquement d'une couche piézoélectrique et de deux fines électrodes. Cet empilement est présenté figure II-12. Evidemment, notre méthode

peut être utilisé pour des résonateurs ayant une structure beaucoup plus complexe. Une généralisation à des empilements plus complexes sera proposée dans le paragraphe VII.

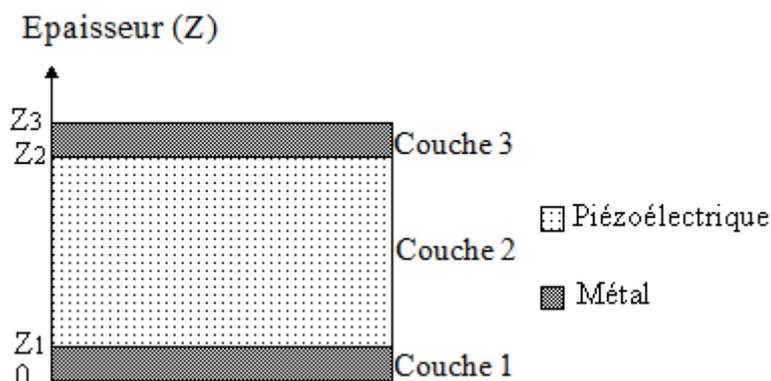


Figure II-12 : Empilement du résonateur élémentaire

Les équations couplant la mécanique et l'électromagnétisme s'écrivent dans le milieu piézo électrique [42] :

$$T(z) = cS(z) - eE(z) \tag{II-40}$$

$$D = eS(z) + \epsilon E(z) \tag{II-41}$$

La relation entre la déformation et le déplacement des atomes :

$$S(z) = \frac{\partial u(z)}{\partial z} \tag{II-42}$$

La relation fondamentale de la mécanique nous permet d'ajouter l'équation :

$$-\rho\omega^2 u(z) = \frac{\partial T(z)}{\partial z} \tag{II-43}$$

T et S sont les termes des tenseurs des contraintes et des déformations.

E et D sont les composantes des vecteurs du champ et de l'induction électrique.

u est le déplacement des atomes.

e est la constante piézo électrique.

c est la constante de rigidité

ε est la permittivité.

En développant les équations (II-40) et (II-41), nous avons

$$E(z) = -\frac{D}{\varepsilon} + e \frac{\partial u(z)}{\partial z} \quad (\text{II-44})$$

$$\frac{\partial T(z)}{\partial z} = c \frac{\partial S(z)}{\partial z} - e \frac{\partial E(z)}{\partial z} \quad (\text{II-45})$$

nous remplaçons $E(z)$

$$\frac{\partial T(z)}{\partial z} = c \frac{\partial S(z)}{\partial z} + \frac{e}{\varepsilon} \left[\frac{\partial D}{\partial z} - e \frac{\partial S(z)}{\partial z} \right] \quad (\text{II-46})$$

La couche piézoélectrique et les électrodes sont des milieux sans charge libre, d'après les équations de Maxwell nous montrons que $\text{div}(\vec{D}) = 0$, c'est-à-dire D est constant suivant l'axe Z , et pour une résolution unidimensionnelle cela se traduit par :

$$\frac{\partial D}{\partial z} = 0$$

D'où

$$\frac{\partial T(z)}{\partial z} = \left(c + \frac{e^2}{\varepsilon} \right) \frac{\partial S(z)}{\partial z} \quad (\text{II-47})$$

en développant l'équation (II-42), on obtient

$$\frac{\partial S(z)}{\partial z} = \frac{\partial^2 u(z)}{\partial z^2} \quad (\text{II-48})$$

avec l'équation (II-43) en posant $\frac{\rho \omega^2}{c + e^2/\varepsilon} = k^2$, nous avons

$$\frac{\partial^2 u(z)}{\partial z^2} = -k^2 u(z) \quad (\text{II-49})$$

C'est l'équation de propagation dans le milieu diélectrique.

Pour les couches 1 et 3 (électrodes mécaniques), qui sont des métaux purs, c'est-à-dire que $e=0$, nous avons

$$k_1 = \frac{\rho_1 \omega^2}{c_1} \qquad k_3 = \frac{\rho_3 \omega^2}{c_3}$$

d'où pour la couche 1 et la couche 3 on obtient le même type d'équation, soit :

$$\frac{\partial^2 u_1(z)}{\partial z^2} + k_1 u_1(z) = 0 \qquad \frac{\partial^2 u_3(z)}{\partial z^2} + k_3 u_3(z) = 0$$

Pour les trois couches, les solutions générales de ces équations sont connues et permettent d'écrire par exemple pour la couche 1 :

$$u_1(z) = M e^{-jk_1 z} + N e^{jk_1 z}$$

où M et N sont des constantes.

En appliquant les conditions aux limites :

$$\text{en } z=0 \qquad u_1(0) = M + N \qquad \text{(II-50)}$$

$$\text{en } z=Z_1 \qquad u_1(Z_1) = M e^{-jk_1 Z_1} + N e^{jk_1 Z_1} \qquad \text{(II-51)}$$

Nous pouvons alors calculer les constantes M et N

$$M = \frac{u_1(0) e^{jk_1 Z_1} - u_1(Z_1)}{2j \sin(k_1 \cdot Z_1)} \qquad \text{(II-52)}$$

$$N = \frac{u_1(Z_1) - u_1(0) e^{-jk_1 Z_1}}{2j \sin(k_1 \cdot Z_1)} \qquad \text{(II-53)}$$

Et nous obtenons les variations du déplacement en fonction de z par la relation :

$$u_1(z) = \frac{u_1(0) \sin[k_1(Z_1 - z)] + u_1(Z_1) \sin(k_1 z)}{\sin(k_1 \cdot Z_1)} \qquad \text{(II-54)}$$

de la même façon pour les couches 2 et 3, nous obtenons :

$$u_2(z) = \frac{u_2(Z_1) \sin[k_2(Z_2 - z)] + u_2(Z_2) \sin[k_2(z - Z_1)]}{\sin[k_2(Z_2 - Z_1)]} \quad (\text{II-55})$$

$$u_3(z) = \frac{u_3(Z_2) \sin[k_3(Z_3 - z)] + u_3(Z_3) \sin[k_3(z - Z_2)]}{\sin[k_3(Z_3 - Z_2)]} \quad (\text{II-56})$$

IV.2. Conditions aux limites sur les contraintes $T(z)$ (m étal)

En $z=0$ et $z=Z_3$, les contraintes $T_1(0)$ et $T_1(Z_3)$ sont nulles puisque aucune force n'est transmise de l'air vers l'électrode. Comme pour ces matériaux le coefficient e est nul alors les déformations, d'après l'équation (II-40), sont également nulles.

Soit $S_1(0)=0$ et $S_1(Z_3)=0$ et donc d'après l'équation (II-42) :

$$\frac{\partial u_1(z=0)}{\partial(z=0)} = 0 \quad (\text{II-57})$$

$$\frac{\partial u_3(z=Z_3)}{\partial(z=Z_3)} = 0 \quad (\text{II-58})$$

En développant l'équation (II-57) à partir de $u_1(z)$ de l'équation (III-54) nous obtenons :

$$\frac{\partial u_1(z=0)}{\partial(z=0)} = \frac{-k_1 u_1(0) \cos[k_1(Z_1 - z)] + k_1 u_1(Z_1) \cos(k_1 z)}{\sin(k_1 Z_1)} = 0$$

donc
$$u_1(z) = u_1(Z_1) \frac{\cos(k_1 z)}{\cos(k_1 Z_1)} \quad (\text{II-59})$$

de la même façon

$$u_3(z) = u_3(Z_2) \frac{\cos[k_3(Z_3 - z)]}{\cos[k_3(Z_3 - Z_2)]} \quad (\text{II-60})$$

IV.3. Continuité du déplacement $u(z)$ (interfaces)

A l'interface métal piézoélectrique le déplacement est continu et nous pouvons

donc poser :

$$A = u_1(Z_1) = u_2(Z_1)$$

$$B = u_2(Z_2) = u_3(Z_2)$$

En introduisant ces relations dans les équations (II-59), (II-55) et (II-60), nous obtenons :

$$u_1(z) = A \frac{\cos(k_1 z)}{\cos(k_1 Z_1)} \quad (\text{II-61})$$

$$u_2(z) = \frac{A \sin[k_2(Z_2 - z)] + B \sin[k_2(z - Z_1)]}{\sin[k_2(Z_2 - Z_1)]} \quad (\text{II-62})$$

$$u_3(z) = B \frac{\cos[k_3(Z_3 - z)]}{\cos[k_3(Z_3 - Z_2)]} \quad (\text{II-63})$$

IV.4. Continuité de la contrainte aux $T(z)$ (interfaces)

A l'interface métal piézoélectrique la contrainte est également continue, nous pouvons donc écrire :

$$T_1(Z_1) = T_2(Z_1) \quad \text{et} \quad T_2(Z_2) = T_3(Z_2)$$

D'après l'équation (II-40), on a l'équation suivante en $z = Z_1$:

$$c_1 \frac{\partial u_1(z = Z_1)}{\partial (z = Z_1)} = c_2 \frac{\partial u_2(z = Z_1)}{\partial (z = Z_1)} - eE_2(Z_1)$$

$$\Leftrightarrow -k_1 c_1 A \frac{\sin(k_1 Z_1)}{\cos(k_1 Z_1)} = c_2 \frac{-k_2 A \cos[k_2(Z_2 - Z_1)] + k_2 B}{\sin[k_2(Z_2 - Z_1)]} - eE_2(Z_1)$$

$$\Leftrightarrow [k_1 c_1 \text{tg}(k_1 Z_1) - k_2 c_2 \text{ctg}(k_2(Z_2 - Z_1))]A - \frac{k_2 c_2}{\sin[k_2(Z_2 - Z_1)]} B - eE_2(Z_1) = 0 \quad (\text{II-64})$$

En $z = Z_2$, nous faisons le même développement

$$-\frac{k_2 c_2}{\sin[k_2(Z_2 - Z_1)]} A + [k_2 c_2 \text{ctg}(k_2(Z_2 - Z_1)) - k_3 c_3 \text{tg}(k_3(Z_3 - Z_2))]B - eE_2(Z_2) = 0 \quad (\text{II-65})$$

En utilisant les équations (II-64) et (II-65), nous pouvons trouver les solutions A et B en fonction de k, c, E, Z₁, Z₂ et Z₃ et exprimer A et B de la manière suivante :

$$A = r_{11}E_2(Z_1) + r_{12}E_2(Z_2) \quad (\text{II-66})$$

$$B = r_{21}E_2(Z_1) + r_{22}E_2(Z_2) \quad (\text{II-67})$$

Nous remplaçons A et B dans l'équation(II-54) par ces expressions, et dans ce cas nous pouvons exprimer u₂(z) en fonction de z, E₂(Z₁) et E₂(Z₂)

$$u_2(z)=\text{FONCTION}[z,E_2(Z_1),E_2(Z_2)]$$

IV.5. Calcul du potentiel V

Dans le milieu 2, nous avons :

$$D_2=eS_2(z)+\epsilon_2E_2(z) \quad \text{et} \quad S_2(z)=\frac{\partial u_2(z)}{\partial z}$$

$$\text{en } z=Z_1; D_2=eS_2(Z_1)+\epsilon_2E_2(Z_1) \quad (\text{II-68})$$

$$\text{en } z=Z_2; D_2=eS_2(Z_2)+\epsilon_2E_2(Z_2) \quad (\text{II-69})$$

D'après l'équation (II-42) nous pouvons calculer S₂(e) et S₂(h)

$$S_2(Z_1)=\frac{k_2B - k_2A \cos k_2(Z_2 - Z_1)}{\sin k_2(Z_2 - Z_1)} \quad (\text{II-70})$$

$$S_2(Z_2)=\frac{-k_2A + k_2B \cos k_2(Z_2 - Z_1)}{\sin k_2(Z_2 - Z_1)} \quad (\text{II-71})$$

Avec les équations (II-66) et (II-67), nous pouvons exprimer S₂(Z₁) et S₂(Z₂) comme :

$$S_2(Z_1)=t_{11}E_2(Z_1)+t_{12}E_2(Z_2) \quad (\text{II-72})$$

$$S_2(Z_2)=t_{21}E_2(Z_1)+t_{22}E_2(Z_2) \quad (\text{II-73})$$

En remplaçant S₂(Z₁) et S₂(Z₂) dans les équations (II-68) et (II-69), nous obtenons :

$$D_2 = (\epsilon_2 t_{11} + \epsilon_2) E_2(Z_1) + t_{12} E_2(Z_2) \quad (\text{II-74})$$

$$D_2 = t_{21} E_2(Z_1) + (\epsilon_2 t_{22} + \epsilon_2) E_2(Z_2) \quad (\text{II-75})$$

La résolution de ce système permet d'écrire $E_2(Z_1)$ et $E_2(Z_2)$ sous la forme :

$$E_2(Z_1) = \alpha D_2 \quad (\text{II-76})$$

$$E_2(Z_2) = \beta D_2 \quad (\text{II-77})$$

Sachant que le champ électrique dérive du potentiel, pour une résolution mono dimensionnelle (selon l'axe transverse) nous obtenons :

$$\begin{aligned} V &= - \int_{Z_2}^{Z_1} E(z) dz = - \frac{1}{\epsilon_2} \int_{Z_2}^{Z_1} (D_2 - e \frac{\partial u_2(z)}{\partial z}) dz \\ &= \frac{1}{\epsilon_2} [D_2(Z_2 - Z_1) - e(u_2(Z_2) - u_2(Z_1))] \end{aligned}$$

et $u_2(Z_2) = B; u_2(Z_1) = A$

donc $V = \frac{1}{\epsilon_2} [D_2(Z_2 - Z_1) - e(B - A)]$

$$V = \frac{D_2}{\epsilon_2} [(Z_2 - Z_1) - \alpha e(r_{21} - r_{11}) - \beta e_2(r_{22} - r_{12})] \quad (\text{II-78})$$

IV.6. Calcul de l'impédance Z

Sur la surface de l'électrode, le courant I dépend de la charge Q dont les variations au cours du temps sont identiques à celle de l'induction D_2 .

$$I = S \frac{dQ}{dt} = S \frac{dD_2}{dt} = j\omega S D_2 \quad (\text{II-79})$$

L'impédance, définie par le rapport V/I s'écrit à partir des équations (II-78) et (II-79) de la manière suivante :

$$Z = \frac{V}{I} = \frac{[(Z_2 - Z_1) - \alpha e_2(r_{21} - r_{11}) - \beta e_2(r_{22} - r_{12})] / \epsilon_2}{j\omega S} \quad (\text{II-80})$$

Nous pouvons donc à partir de ce modèle définir l'impédance Z du résonateur et calculer ses variations en fonction de la fréquence. Nous constatons que cette impédance dépend des caractéristiques des matériaux (métal et piézoélectrique) mais également des épaisseurs des couches, piézoélectrique et métal, et de la surface des électrodes.

La résolution que nous venons de présenter s'applique à un résonateur tri couches mais peut être généralisée à un nombre quelconque de couches tant que l'approche reste mono dimensionnelle.

La figure II-13 présente un résultat de simulation d'un résonateur que nous avons obtenu avec notre méthode à partir des équations piézoélectriques unidimensionnelles. Nous pouvons observer les fréquences de résonance et d'antirésonance.

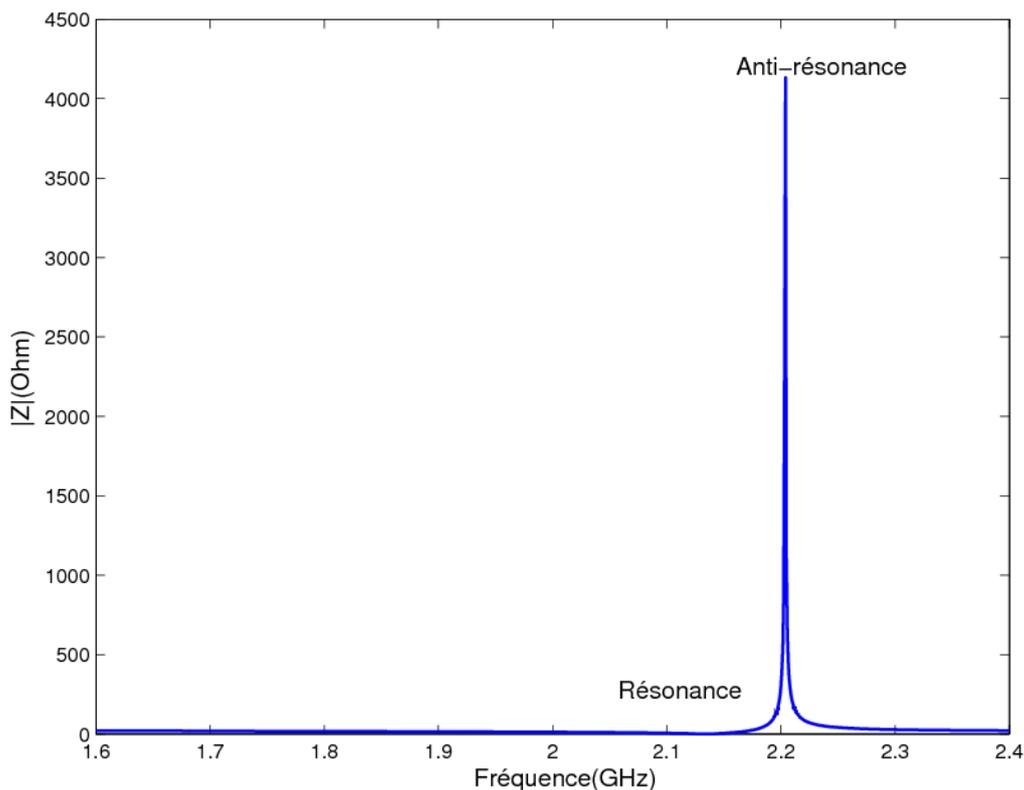


Figure II-13 : Réponse calculée par les équations piézoélectriques unidimensionnelles

Pour les résonateurs qui ont une structure plus complexe, les calculs sont plus compliqués, mais les étapes de calcul restent les mêmes. Nous ajoutons les

continuités des déplacements et des contraintes entre les différentes couches et faisons les mêmes développements que nous venons de présenter. L'impédance équivalente peut être ainsi aisément obtenue.

Pour vérifier notre méthode, nous faisons une comparaison entre la réponse simulée avec notre méthode et la réponse simulée d'après l'équation (II-39). Nous considérons que le résonateur est composé de trois couches (Métal-Piézoélectrique-Métal), c'est-à-dire que l'extrémité supérieure et l'extrémité inférieure du résonateur sont en contact avec un matériau d'impédance forte (comme l'air). A partir de l'équation (II-39), les impédances acoustiques normalisées aux impédances caractéristiques de la couche piézoélectrique (z_r et z_l) sont nulles et l'impédance électrique devient [43] :

$$Z = \frac{1}{j\omega C} \times \left[1 - K^2 \frac{\tan \varphi}{\varphi} \right] \quad (\text{II-81})$$

En considérant que les deux extrémités du résonateur sont en contact avec l'air, l'équation (II-81) donne l'impédance en fonction de la fréquence pour le résonateur BAW simple qui est composé de trois couches (métal-piézo-métal) avec des électrodes fines. Si les extrémités du résonateur ne sont pas en contact avec l'air, les impédances acoustiques normalisées aux impédances caractéristiques de la couche piézoélectrique (z_r et z_l) ne sont plus nulles. La forme d'impédance sera alors plus complexe mais le principe de calcul reste le même.

Pour voir la différence entre les deux équations, nous présentons une simulation de résonateur élémentaire composé de deux électrodes métalliques de 250nm chacun et l'épaisseur d'AlN est 1000nm. En simulant cette structure géométrique avec le logiciel Momentum, nous pouvons trouver que la capacité statique du résonateur est 4.7pF. Les figures II-14 et II-15 présentent les comparaisons d'impédance et de la transmission calculées par l'équation (II-80) et par l'équation (II-81) respectivement.

Nous pouvons observer que les deux réponses sont presque superposées. Donc notre méthode pour calculer l'impédance d'un résonateur BAW est satisfaisante.

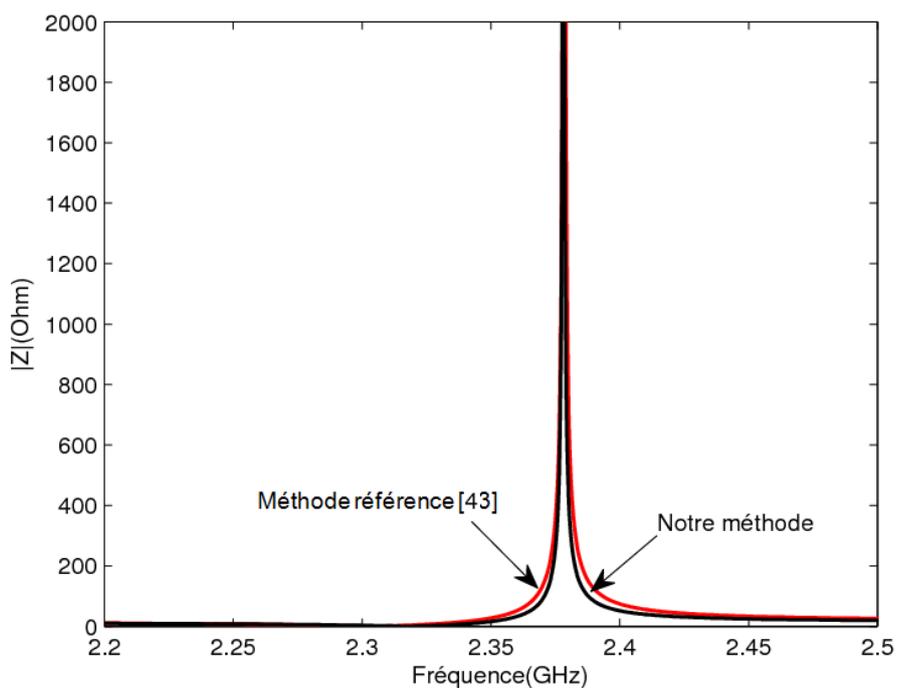


Figure II-14 : Comparaison des impédances obtenues par deux équations

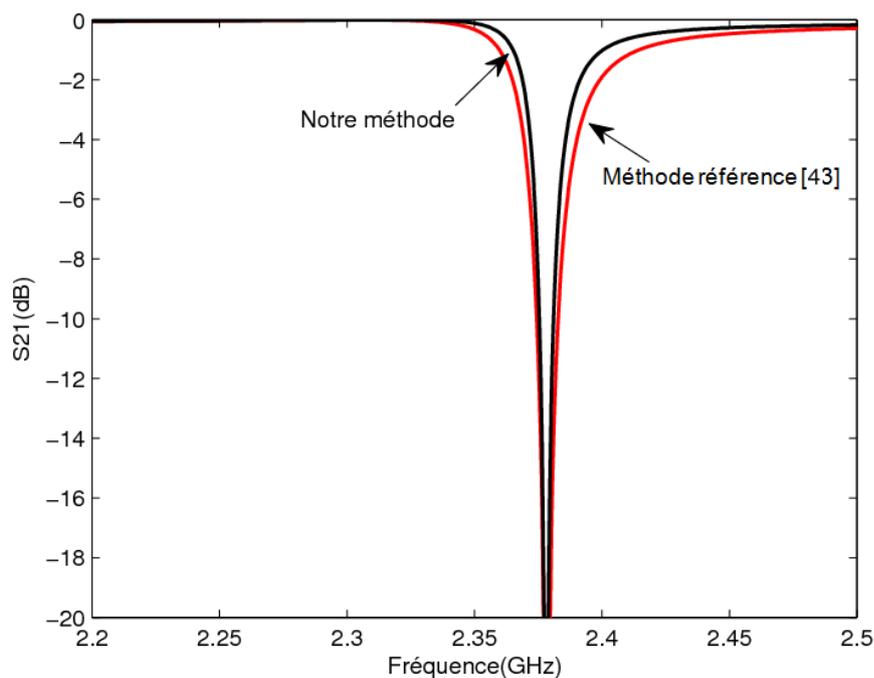


Figure II-15 : Comparaison des transmissions obtenues par les deux équations

Notre méthode est basée sur les équations piézoélectriques. Les équations décrivent l'effet piézoélectrique par les relations entre le déplacement mécanique et le champ électrique. Les modes parasites qui sont amenés par les autres couches du résonateur et les modes harmoniques à haute fréquence peuvent aussi être calculés par notre méthode.

En connaissant les épaisseurs de chaque couche et la surface de l'électrode supérieure, notre calcul est efficace pour connaître les performances du résonateur. Dans la suite de ce rapport, afin d'obtenir des modèles simples de résonateurs, nous avons cherché à déterminer les paramètres L_m , C_m et C_o du modèle BVD sans pertes suivant les valeurs de la surface des électrodes et suivant l'épaisseur de métal de l'électrode supérieure. Pour cela nous avons choisi le matériau piézoélectrique (AlN) et fixé son épaisseur. Ensuite nous avons calculé grâce à un outil de simulation l'impédance Z du résonateur pour différentes valeurs de surface des électrodes et d'épaisseur de métal de l'électrode supérieure. Ces résultats nous ont permis, au moyen d'une procédure basée sur la méthode des moindres carrés, de trouver une expression analytique pour chaque paramètre du modèle BVD (C_o , L_m et C_m). Le paragraphe suivant explique cette procédure.

V. Méthode des moindres carrés

La méthode des moindres carrés permet de mettre sous forme d'équations des résultats obtenus par mesure ou simulation.

Pour appliquer cette méthode à notre étude, nous devons tout d'abord procéder à une mise en forme de l'équation de l'impédance du modèle BVD. En effet celle ci ne s'écrit pas directement sous la forme d'un polynôme.

La méthode de simulation unidimensionnelle permet d'écrire l'impédance sous la forme :

$$Z_{uni}=jZ_s(\omega)$$

Le modèle BVD conduit à l'équation : $Z_{BVD}=jZ_m$

$$\text{Avec } Z_m = \frac{L_m C_m \omega^2 - 1}{-(L_m C_m C_o) \omega^3 + (C_o + C_m) \omega} \quad (\text{II-82})$$

La fréquence de résonance de la branche série donnée par : $\omega_o^2=1/L_m C_m$ est facilement identifiable par la simulation puisque elle conduit à $Z_m = Z_s = 0$. Cela permet d'obtenir une première équation :

$$L_m C_m = 1/\omega_o^2$$

Le paramètre Z_m s'écrit alors :

$$Z_m = \frac{\omega^2/\omega_o^2 - 1}{\omega[-(L_m C_m C_o) \omega^2 + (C_o + C_m)]} \quad (\text{II-83})$$

$$\Leftrightarrow -(L_m C_m C_o) \omega^2 + (C_m + C_o) = \frac{\omega^2 - \omega_o^2}{Z_m \omega \omega_o^2}$$

On pose

$$\begin{aligned} Z_{om} &= \frac{\omega^2 - \omega_o^2}{Z_m \omega \omega_o^2}, & Z_{os} &= \frac{\omega^2 - \omega_o^2}{Z_s \omega \omega_o^2} \\ A &= L_m C_m C_o & B &= C_o + C_m \end{aligned} \quad (\text{II-84})$$

Nous faisons une comparaison entre Z_{os} et Z_{om} . Pour calculer les trois éléments du modèle BVD, les deux valeurs doivent être identiques. Nous utilisons le carré de la différence qui représente la fonction d'erreur. Ce carré de la différence s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
 (Z_{os}-Z_{om})^2 &= \left(Z_{os} - \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{Z_m \omega \omega_0} \right)^2 \\
 &= [Z_{os} + L_m C_m C_o \omega^2 - (C_o + C_m)]^2 \\
 &= (Z_{os} + A \omega^2 - B)^2 \\
 (Z_{os}-Z_{om})^2 &= Z_{os}^2 + A^2 \omega^4 + B^2 + 2Z_{os}A \omega^2 - 2Z_{os}B - 2AB \omega^2 \quad (II-85)
 \end{aligned}$$

Pour minimiser cette erreur, nous faisons les dérivées par rapport à A et B et cherchons à les annuler. Nous pouvons obtenir :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \sum (Z_{os} - Z_{om})^2}{\partial A} &= 2A \sum \omega^4 + 2 \sum \omega^2 Z_{os} - 2B \sum \omega^2 = 0 \\
 \frac{\partial \sum (Z_{os} - Z_{om})^2}{\partial B} &= 2B \sum 1 - 2 \sum Z_{os} - 2A \sum \omega^2 = 0
 \end{aligned}$$

Nous simplifions ces deux équations :

$$A \sum \omega^4 - B \sum \omega^2 = - \sum \omega^2 Z_{os} \quad (II-86)$$

$$A \sum \omega^2 - B \sum 1 = - \sum Z_{os} \quad (II-87)$$

Nous obtenons ainsi un polynôme où les coefficients A et B sont inconnus. En utilisant différents points de fréquence et les résultats obtenus à partir des équations piézoélectriques unidimensionnelles, nous pourrions déterminer A et B.

A et B étant connus, nous pourrions alors calculer les valeurs de L_m , C_m et C_o en utilisant les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 L_m C_m &= 1 / \omega_0^2 \\
 L_m C_m C_o &= A \\
 C_o + C_m &= B
 \end{aligned} \quad (II-88)$$

Le modèle BVD sera alors totalement défini.

VI. Détermination des expressions de C_o , L_m et C_m

Dans nos études, nous fixons les épaisseurs de l'électrode inférieure et de l'AlN. Nous faisons varier l'épaisseur et la surface de l'électrode supérieure pour obtenir la fréquence de résonance voulue. Enfin, l'optimisation du filtre (C_o , L_m et C_m) sera réalisée avec un logiciel circuit, ADS dans notre cas.

Pour optimiser le filtre de manière simple sous ADS, nous avons besoin de connaître l'expression de C_o , L_m et C_m en fonction de la surface et de l'épaisseur de l'électrode supérieure.

Nous allons présenter la méthode que nous avons développée. Dans nos études, nous avons fixé les épaisseurs de l'électrode inférieure et de la couche piézoélectrique. Nous faisons varier l'épaisseur et la surface de l'électrode supérieure. Pour les épaisseurs fixées pour chaque couche nous pouvons déterminer l'expression des paramètres C_o , L_m et C_m en fonction de la surface de l'électrode supérieure. Pour une épaisseur d'électrode supérieure « t_i » de l'électrode supérieure nous obtenons :

$$L_{mi} = A_i S^3 + B_i S^2 + C_i S + D_i$$

Les coefficients A_i , B_i , C_i et D_i sont indépendants de la surface de l'électrode supérieure et dépendent uniquement des épaisseurs « t_i ». Ces données servent donc à calculer, par la méthode des moindres carrés, un paramètre général A , B , C et D qui représentent respectivement les variations A_i , B_i , C_i et D_i en fonction de l'épaisseur de l'électrode supérieure. A l'aide d'un programme développé sous Matlab nous avons trouvé qu'un polynôme de degré 6 permet une bonne adaptation pour retrouver A , B , C , et D .

$$A = a_1 t^6 + a_2 t^5 + a_3 t^4 + a_4 t^3 + a_5 t^2 + a_6 t + a_7.$$

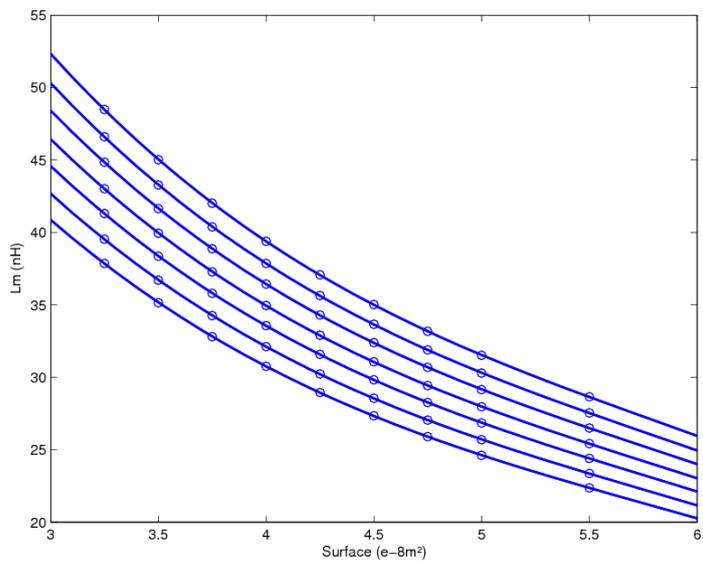
$$B = b_1 t^6 + b_2 t^5 + b_3 t^4 + b_4 t^3 + b_5 t^2 + b_6 t + b_7.$$

$$C = c_1 t^6 + c_2 t^5 + c_3 t^4 + c_4 t^3 + c_5 t^2 + c_6 t + c_7.$$

$$D = d_1 t^6 + d_2 t^5 + d_3 t^4 + d_4 t^3 + d_5 t^2 + d_6 t + d_7.$$

On fixe maintenant l'épaisseur d'électrode supérieure et on essaie de trouver un polynôme adaptant les valeurs de L_m . A l'aide du logiciel Matlab, on s'aperçoit

qu'un polynôme de degré 3 permet de réaliser cette adaptation. Les courbes sont présentées sur la figure II-16. Les points sont les valeurs calculées de L_m et les courbes sont les équations polynomiales.

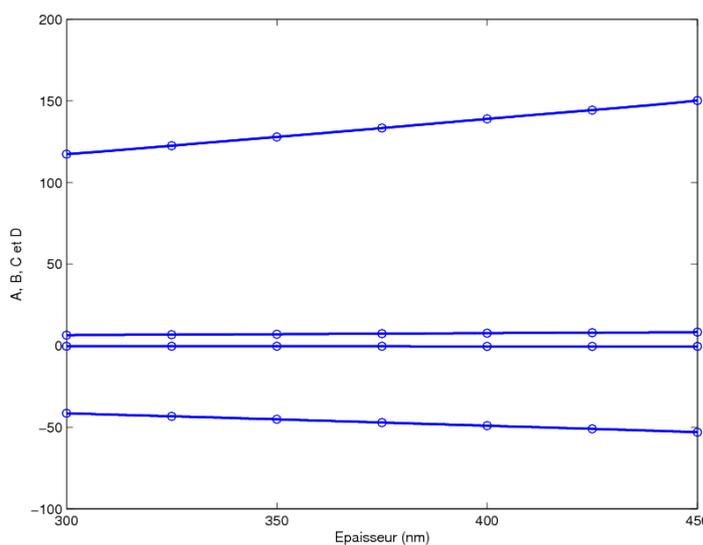


○ : Valeurs de L_m

— : Courbe du polynôme

Figure II-16 : Polynôme de degré 3

On identifie les valeurs A, B, C et D calculées par un polynôme de degré 6. Les courbes sont présentées sur la figure II-17.



○ : Valeurs de A, B, C et D

— : Courbe du polynôme

Figure II-17 : Polynôme de degré 6

L'élément L_m peut alors s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned}
 L_m = & (a_1t^6 + a_2t^5 + a_3t^4 + a_4t^3 + a_5t^2 + a_6t + a_7) S^3 \\
 & + (b_1t^6 + b_2t^5 + b_3t^4 + b_4t^3 + b_5t^2 + b_6t + b_7) S^2 \\
 & + (c_1t^6 + c_2t^5 + c_3t^4 + c_4t^3 + c_5t^2 + c_6t + c_7)S \\
 & + (d_1t^6 + d_2t^5 + d_3t^4 + d_4t^3 + d_5t^2 + d_6t + d_7).
 \end{aligned}$$

Par conséquent nous avons obtenu l'expression de L_m en fonction de la surface et de l'épaisseur. On effectue alors le même développement pour C_m et C_o . Pour la mise en équation de ces paramètres, nous avons adapté chaque fois le degré du polynôme afin de traduire au mieux les variations des éléments.

Pour appuyer notre méthode, nous présentons les expressions de L_m , C_m et C_o pour un résonateur piézoélectrique. Il faut garder tous les chiffres après la virgule, car les unités que nous utilisons ici sont très grandes (H et F par rapport aux nH et pF). Sinon, il y aurait une erreur conséquente entre les valeurs calculées par ces expressions et les valeurs obtenues par la méthode des moindres carrés.

$L_m(H)=$

$$\begin{aligned}
 & (-2.580494881214469 \times 10^{-23} \times t^6 + 5.687636297819084 \times 10^{-20} \times t^5 \\
 & - 5.196802168360056 \times 10^{-17} \times t^4 + 2.519428557080749 \times 10^{-14} \times t^3 \\
 & - 6.835178660267347 \times 10^{-12} \times t^2 + 9.832995715607114 \times 10^{-10} \times t \\
 & - 5.886671377283171 \times 10^{-8}) \times S^3 \\
 & + (4.495892158618265 \times 10^{-22} \times t^6 - 9.909339335869835 \times 10^{-19} \times t^5 \\
 & + 9.054178827745195 \times 10^{-16} \times t^4 - 4.389498764912407 \times 10^{-13} \times t^3 \\
 & + 1.190865611284100 \times 10^{-10} \times t^2 - 1.713163186451965 \times 10^{-8} \times t \\
 & + 1.025611012751045 \times 10^{-6}) \times S^2 \\
 & + (-2.904258777917202 \times 10^{-21} \times t^6 + 6.401240228717240 \times 10^{-18} \times t^5 \\
 & - 5.848823194569092 \times 10^{-15} \times t^4 + 2.835530717620142 \times 10^{-12} \times t^3 \\
 & - 7.692759930505662 \times 10^{-10} \times t^2 + 1.106670054987741 \times 10^{-7} \times t \\
 & - 6.625247407001417 \times 10^{-6}) \times S \\
 & + (8.241487257146634 \times 10^{-21} \times t^6 - 1.816495836275734 \times 10^{-17} \times t^5 \\
 & + 1.659735082666896 \times 10^{-14} \times t^4 - 8.046455933981730 \times 10^{-12} \times t^3 \\
 & + 2.182993589443345 \times 10^{-9} \times t^2 - 3.140425097787283 \times 10^{-7} \times t \\
 & + 1.880062909669088 \times 10^{-5})
 \end{aligned}$$

$C_m(F)=$

$$\begin{aligned}
 & (1.111219556706408 \times 10^{-36} \times t^6 - 2.528420953395373 \times 10^{-33} \times t^5 \\
 & + 2.388190350772213 \times 10^{-30} \times t^4 - 1.198486571727460 \times 10^{-27} \times t^3 \\
 & + 3.370002562890912 \times 10^{-25} \times t^2 - 5.033853073651173 \times 10^{-23} \times t \\
 & + 3.120313136644419 \times 10^{-21}) \times S^2 \\
 & + (-3.324354813562845 \times 10^{-27} \times t^6 + 7.307810675801095 \times 10^{-24} \times t^5 \\
 & - 6.658912443217697 \times 10^{-21} \times t^4 + 3.219162503361160 \times 10^{-18} \times t^3 \\
 & - 8.708225754957929 \times 10^{-16} \times t^2 + 1.249719251972593 \times 10^{-13} \times t \\
 & - 7.374267773068706 \times 10^{-12}) \times S \\
 & + (1.987746921789435 \times 10^{-35} \times t^6 - 4.523847563882994 \times 10^{-32} \times t^5 \\
 & + 4.273963112719264 \times 10^{-29} \times t^4 - 2.145383608123554 \times 10^{-26} \times t^3 \\
 & + 6.034194649220631 \times 10^{-24} \times t^2 - 9.016013690634994 \times 10^{-22} \times t \\
 & + 5.590421517158811 \times 10^{-20})
 \end{aligned}$$

 $C_o(F)=$

$$\begin{aligned}
 & (-1.252625739106810 \times 10^{-36} \times t^6 + 3.056168838427608 \times 10^{-33} \times t^5 \\
 & - 3.088556380990173 \times 10^{-30} \times t^4 + 1.654642886540582 \times 10^{-27} \times t^3 \\
 & - 4.955385745767980 \times 10^{-25} \times t^2 + 7.864586775501314 \times 10^{-23} \times t^4 \\
 & - 5.166703180035158 \times 10^{-21}) \times S^2 \\
 & + (-4.925081979969282 \times 10^{-26} \times t^6 + 1.094321068186662 \times 10^{-22} \times t^5 \\
 & - 1.008102623869766 \times 10^{-19} \times t^4 + 4.928558916099623 \times 10^{-17} \times t^3 \\
 & - 1.348799104212262 \times 10^{-14} \times t^2 + 1.959361926207848 \times 10^{-12} \times t \\
 & - 1.171564252202402 \times 10^{-10}) \times S \\
 & + (-2.079280463983556 \times 10^{-35} \times t^6 + 5.095141171918538 \times 10^{-32} \times t^5 \\
 & - 5.170684595452879 \times 10^{-29} \times t^4 + 2.781257979353997 \times 10^{-26} \times t^3 \\
 & - 8.361639929627598 \times 10^{-24} \times t^2 + 1.331980899601365 \times 10^{-21} \times t \\
 & - 8.781520391028275 \times 10^{-20})
 \end{aligned}$$

Pour effectuer une comparaison avec les résultats théoriques et mesurés obtenus dans la référence [44] (figure II-18), nous utilisons la même épaisseur d'électrode inférieure (380nm) et nous avons également fixé l'épaisseur de l'AlN (1047nm). Nous avons fait varier l'épaisseur de l'électrode supérieure entre 300nm et 450nm et la surface des électrodes entre $3.25 \times 10^{-8} \text{ m}^2$ et $5.5 \times 10^{-8} \text{ m}^2$. La réponse d'optimisation va être présentée dans le chapitre III.

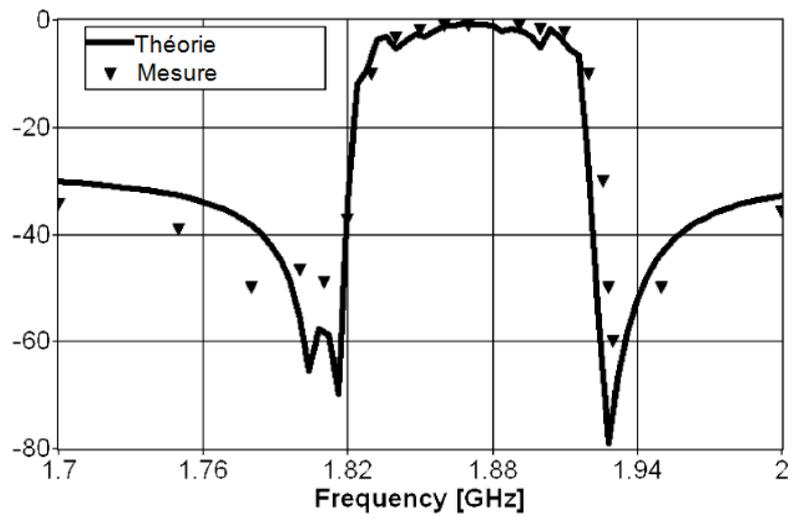


Figure II-18 : Réponse du filtre de référence [44]

VII. Mod èle physique unidimensionnel du RSC (Resonator Stacked Cristal) et du CRF (Coupled Resonator Filters)

La méthode que nous venons de présenter en utilisant les équations piézoélectriques peut être utilisée pour calculer la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance d'un filtre à couplage mécanique de résonateurs.

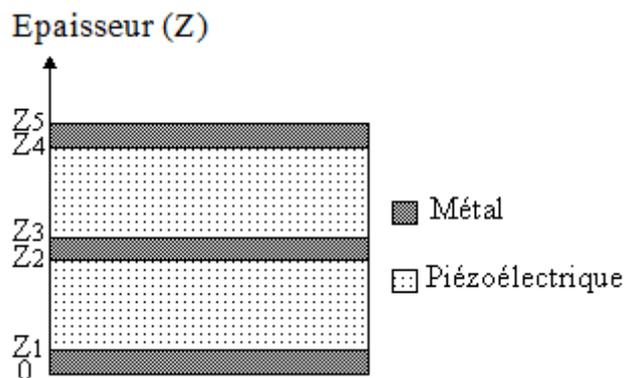


Figure II-19 : Vue 2D d'un résonateur SC (Stacked Cristal)

Le résonateur SC (Stacked Cristal) est composé de deux résonateurs piézoélectriques superposés (Figure II-19). L'ensemble peut être posé sur une membrane ou bien isolé acoustiquement du substrat par un réflecteur de Bragg. Ce résonateur comprend une entrée et une sortie. La méthode d'analyse de ce résonateur est rigoureusement identique à celle du résonateur suspendu. Les conditions aux limites et de continuité s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 T1(0) &= 0 ; \\
 T1(Z1) &= T2(Z2) ; & u1(Z1) &= u2(Z1) ; \\
 T2(Z2) &= T3(Z2) ; & u2(Z2) &= u3(Z2) ; \\
 T3(Z3) &= T4(Z3) ; & u3(Z3) &= u4(Z3) ; \\
 T4(Z4) &= T5(Z4) ; & u4(Z4) &= u5(Z4) ; \\
 T5(Z5) &= 0.
 \end{aligned}$$

Il nous faut à présent calculer la tension aux bornes de l'entrée et la tension aux bornes de la sortie. Ces tensions sont calculées à partir de l'intégrale du champ électrique entre Z1 et Z2 pour V1 et Z3 et Z4 pour V2:

$$V_1 = - \int_{Z_3}^{Z_4} E_4(z) dz \quad V_2 = - \int_{Z_2}^{Z_1} E_2(z) dz \quad (II-89)$$

Avec $E_4(z) = \frac{D_4}{\epsilon_4} - \frac{e_4}{\epsilon_4} \frac{\partial u_4(z)}{\partial z}$ $E_2(z) = \frac{D_2}{\epsilon_2} - \frac{e_2}{\epsilon_2} \frac{\partial u_2(z)}{\partial z}$

Et $u_4(z) = f[z, E_4(Z_3), E_4(Z_4)]$ $u_2(z) = f[z, E_2(Z_1), E_2(Z_2)]$

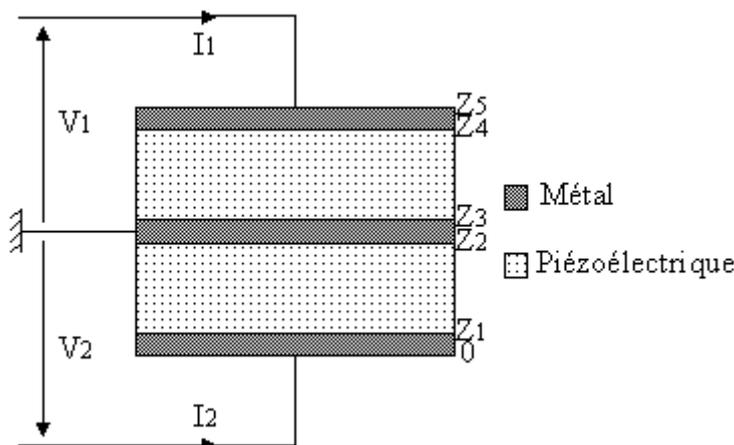


Figure II-20 : Courants et tensions d'un résonateur SC

En utilisant la même méthode que pour calculer l'impédance d'un résonateur BAW, il est maintenant possible de déterminer la matrice admittance du système (Figure II-20) :

$$\begin{cases} V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 \\ V_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 \end{cases} \quad (II-90)$$

avec $I_1 = j\omega S D_4$ et $I_2 = -j\omega S D_2$.

A partir de cette matrice admittance, nous en déduisons les paramètres S du résonateur SC. Si le résonateur SC est suspendu, il suffit de compléter le système matriciel en rajoutant une couche supplémentaire. Il en est de même dans le cas d'une isolation acoustique avec réflecteur de Bragg où le nombre de couches à rajouter dans la matrice dépendra de l'isolation souhaitée.

Les calculs développés ci-dessus s'appliquent aussi à la simulation de résonateurs couplés par l'intermédiaire d'une couche acoustique (CRF). Le principe des courants et des tensions sont présentés sur la figure II-21. Les conditions aux limites et de continuité s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 T_1(0) &= 0 ; \\
 T_1(Z_1) &= T_2(Z_2) ; & u_1(Z_1) &= u_2(Z_1) ; \\
 T_2(Z_2) &= T_3(Z_2) ; & u_2(Z_2) &= u_3(Z_2) ; \\
 & & & \cdot \\
 & & & \cdot \\
 & & & \cdot \\
 T_{n-1}(Z_{n-1}) &= T_n(Z_{n-1}) ; & u_{n-1}(Z_{n-1}) &= u_n(Z_{n-1}) ; \\
 T_n(Z_n) &= 0.
 \end{aligned}$$

Ensuite, nous reproduisons les mêmes étapes de calcul que dans le cas du résonateur SC, nous pouvons alors obtenir la matrice admittance du système.

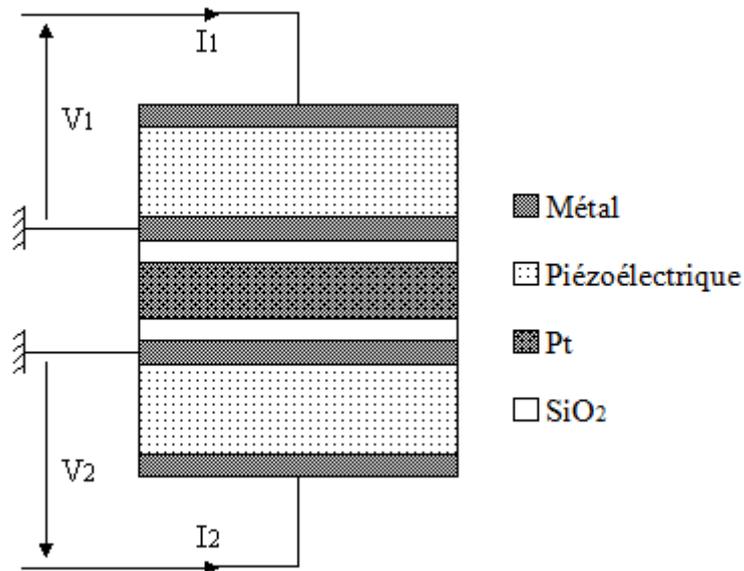


Figure II-21 : Courants et tensions du filtre CRF

VIII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les modélisations que nous avons utilisées pour l'étude de résonateurs piézoélectriques unidimensionnels.

Entre les deux modèles que nous avons présentés, nous avons privilégié le modèle BVD dans notre méthode d'optimisation. Ce modèle de représentation par des éléments électriques le rend facilement exploitable avec les nombreux logiciels de simulation de circuits électriques. L'équation simple de son impédance électrique permet de déduire les expressions des résonances série et parallèle ainsi que celle du coefficient de couplage électromécanique. Connaissant les propriétés du matériau piézoélectrique, il est possible de prédire fidèlement le comportement du résonateur autour de sa résonance fondamentale.

Pour faciliter le calcul, pour une très grande souplesse d'utilisation avec le logiciel ADS et pour simuler rapidement, nous avons choisi le modèle BVD dans notre étude. L'optimisation d'un filtre, répondant à un gabarit souhaité, pourra alors être facilement réalisé avec un logiciel de type circuit.

Pour bien connaître les résonateurs piézoélectriques, à partir des propriétés des matériaux et des équations piézoélectriques, nous avons développé une méthode qui peut facilement et rapidement calculer les réponses du résonateur. Ensuite nous avons calculé grâce à un outil de simulation l'impédance Z du résonateur pour différentes valeurs de surface des électrodes. Ces résultats nous ont permis, au moyen d'une procédure basée sur la méthode des moindres carrés, de trouver une expression analytique pour chaque paramètre du modèle BVD (L_m , C_m et C_o).

Cette méthode peut non seulement être utilisée pour tous les types des résonateurs BAW (résonateur suspendu, résonateur à gap d'air et SMR), mais aussi pour les filtres à couplage mécanique entre résonateurs.

A partir de cette méthode nous pouvons facilement simuler et optimiser les filtres BAW. En plus, nous pouvons voir la vibration mécanique du résonateur et du filtre à couplage mécanique. Le chapitre III va présenter cette étude approfondie.

CHAPITRE III

Etude de résonateurs piézoélectriques et synthèse de filtres

I. Introduction

Nous allons commencer ce chapitre par une étude approfondie d'un résonateur BAW. Premièrement, nous étudierons le résonateur suspendu et le résonateur à gap d'air. Nous verrons quels sont les modes de vibration susceptibles de s'installer et quelle est l'influence des épaisseurs des différentes couches qui forment le résonateur : électrodes, couche piézoélectrique et membrane. Nous étudierons plus en détail l'étude des résonateurs isolés par un réflecteur de Bragg (SMR). La présentation des modes de vibration permettra de comprendre comment agit le réflecteur de Bragg. Pour faciliter les étapes de fabrication, nous introduirons le résonateur à électrodes flottantes (qui permettra d'éviter l'étape de la gravure d'AlN) et nous développerons une méthode pour simuler le résonateur piézoélectrique avec le logiciel Momentum et ADS (partie Schematic).

Dans une deuxième partie, nous synthétiserons un filtre piézoélectrique. Nous présenterons les principes du filtre en échelle et du filtre en treillis. La compréhension du fonctionnement d'un résonateur SC (Stacked Crystal) nous amènera à la synthèse de filtres SCF (Stacked Crystal Filter). Et pour finir, afin d'élargir la bande passante des filtres, nous étudierons le filtre CRF (Coupled Resonator Filter).

Le laboratoire CEA-LETI a fabriqué les résonateurs SMR et les filtres en échelle multipôles que nous avons optimisés. Nous comparerons les réponses calculées par notre méthode d'optimisation et les réponses mesurées de ces circuits. Ces comparaisons permettront de valider nos méthodes de conception et simulation.

II. Etude unidimensionnelle du résonateur BAW

Pour le résonateur BAW, nous pouvons distinguer trois grands types de structures : le résonateur suspendu, le résonateur à gap d'air et le résonateur SMR (Solidly Mounted Resonator). Pour le résonateur suspendu et le résonateur à gap d'air, les extrémités du résonateur sont en contact avec l'air. Toutes les ondes acoustiques se propagent donc exclusivement dans le résonateur. Pour le résonateur SMR, une extrémité du résonateur est en contact avec le réflecteur de Bragg. L'onde acoustique devra donc être décroissante dans le réflecteur de Bragg. A l'extrémité du réflecteur de Bragg qui est en contact avec le substrat, l'onde devra être quasi-nulle. Le résonateur sera ainsi isolé du substrat.

II.1. Etude 1D du résonateur suspendu et du résonateur à gap d'air

A titre d'exemple, nous présentons une simulation de résonateur réalisée avec notre modèle 1D. L'épaisseur d'AlN et de Mo sont respectivement de 1.25 μm et de 250nm. A partir des expressions que nous avons obtenues précédemment (équations II-61, II-62 et II-63) et avec des calculs réalisés avec le logiciel Matlab, nous pouvons tracer l'amplitude de la vibration mécanique (déplacement des atomes) normalisée pour le premier mode sur la figure III-1.

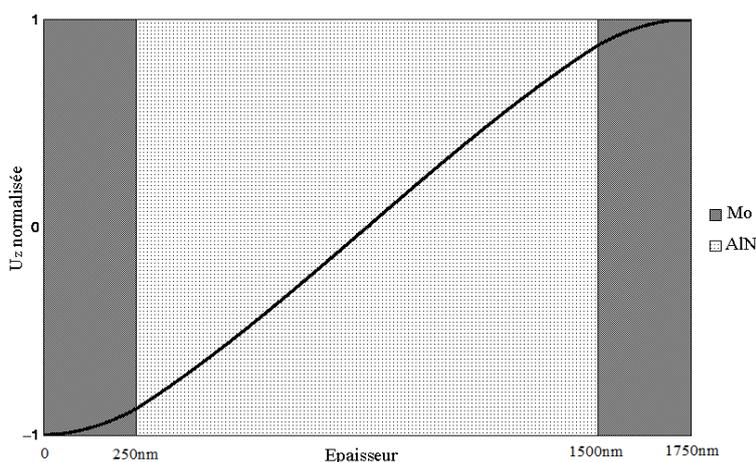


Figure III-1 : Vibration mécanique d'un résonateur piézoélectrique

Nous pouvons observer que la vibration mécanique est presque continue à l'interface entre le Mo et l'AlN. L'explication de cette continuité entre les deux matériaux provient des valeurs de rigidité mécanique de chacun des milieux. Cette rigidité est de 395 GPa pour le nitrure d'aluminium et de 456 GPa [45] pour le

molybdène. Ainsi lorsque les rigidités sont voisines, la transmission de la vibration mécanique à l'interface des deux milieux se fait sans discontinuité.

Sur la figure III-2, nous avons tracé les amplitudes de vibration mécanique des trois premiers modes de résonance.

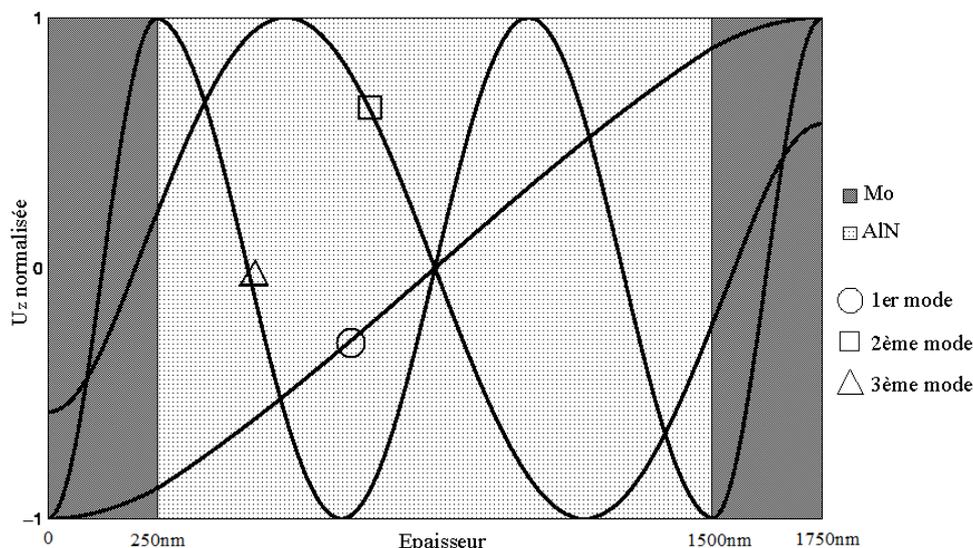


Figure III-2 : Modes de vibration mécanique d'un résonateur piézoélectrique

Nous noterons λ la longueur d'onde. Le premier mode correspond à une résonance en $\lambda/2$, le deuxième mode à une résonance en $3\lambda/2$ et le troisième mode à une résonance en $5\lambda/2$. L'absence de résonance en λ (ou de tout autre multiple entier de longueur d'onde) s'explique par la nature physique antisymétrique de l'excitation des modes : l'application d'une différence de potentiel sur deux électrodes du résonateur (par exemple, $-V$ en $z=0$ et $+V$ en d) excite les différentes valeurs de vibrations mécaniques aux extrémités du résonateur. L'effet piézoélectrique est une transformation d'énergies électriques en énergies mécaniques ou inversement. Pour les structures à résonateurs symétriques, les potentiels électriques en entrée et en sortie doivent être identiques afin d'obtenir les mêmes valeurs de vibration U_z . En pratique, les potentiels électriques appliqués sur les deux électrodes sont différents, les modes de vibration pairs ne peuvent donc pas être excités. Nous n'avons donc que les modes impairs pour les résonateurs piézoélectriques.

Dans la topologie des résonateurs, il faut prendre en compte la membrane qui supporte le résonateur pour le calcul des fréquences de résonance. Au

résonateur Mo-AlN-Mo nous rajoutons donc une couche supplémentaire représentative de la membrane SiO₂. La vibration mécanique pénètre donc également dans la membrane. Par exemple, l'épaisseur de la membrane a été fixée à 300nm. Nous prenons cette épaisseur pour bien voir la vibration mécanique dans le résonateur. C'est ce qui est représenté sur la figure III-3. Nous avons tracé l'amplitude normalisée de la vibration mécanique du premier mode de résonance de la structure.

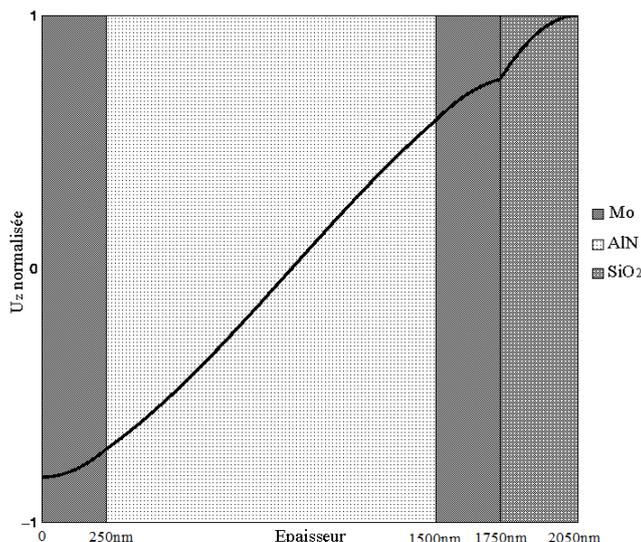


Figure III-3 : Vibration mécanique du résonateur piézoélectrique Mo-AlN-Mo-SiO₂

Dans le résonateur avec la membrane SiO₂, nous pouvons voir que l'onde acoustique pénètre dans la membrane et qu'il y a un saut à l'interface entre le résonateur et la membrane. Ce saut de vibration mécanique s'explique par les différentes valeurs de rigidité mécanique. Cette rigidité est de 74 GPa pour le SiO₂ et de 456 Gpa [45] pour le molybdène. Généralement, les matériaux composant les membranes sont à très fortes pertes mécaniques, il est donc préférable d'avoir la membrane la plus fine possible.

II.2. Etude unidimensionnelle du résonateur SMR

En utilisant des couches avec des impédances acoustiques différentes entre résonateur et substrat, Newell décrit, en 1965, une méthode pour isoler le résonateur du substrat [46]. Pour cette technologie, les différentes couches utilisées entre le résonateur et le substrat amènent une grande valeur d'impédance

acoustique à l'extrémité du résonateur. Chaque couche a une épaisseur d'un quart de longueur d'onde (à la fréquence de résonance souhaitée). La difficulté de cette technologie réside dans les procédés de fabrication.

La technique de Newell implique une transformation de l'impédance du substrat, en utilisant un certain nombre de couches, à valeur relative appropriée pour maintenir ou libérer le résonateur [47].

Dans la configuration SMR, la partie supérieure (au dessus de l'électrode supérieure) est de l'air tandis que la partie inférieure (au dessous de l'électrode inférieure) est mécaniquement montée sur le réflecteur de Bragg qui isole la pénétration de l'onde acoustique dans le substrat. Un réflecteur de Bragg est composé d'une alternance de couches de fortes et faibles impédances dont l'épaisseur est égale à un quart de la longueur d'onde (à la fréquence de travail). Chaque couche du réflecteur peut être considérée comme une ligne de transmission. Le but du réflecteur de Bragg est d'éliminer acoustiquement le substrat.

En utilisant deux équations fondamentales de la propagation d'ondes, l'analyse de la structure du réflecteur est plus aisée [46]. La réflexion des matériaux à discontinuités est donnée par :

$$\rho = \frac{z-1}{z+1} \quad \text{(III-1)}$$

Où $z=Z_m/Z_i$ avec Z_m l'impédance du matériau au-delà de l'interface et Z_i pour la région de l'onde incidente. L'impédance d'entrée d'une section de ligne de transmission électrique est donnée par [46] :

$$Z_{in} = Z_a \left[\frac{Z_s \cos \theta + jZ_a \sin \theta}{Z_a \cos \theta + jZ_s \sin \theta} \right] \quad \text{(III-2)}$$

Avec Z_{in} l'impédance d'entrée, Z_a l'impédance caractéristique de la section de ligne, Z_s l'impédance de charge (du substrat) et θ la phase totale à travers la section.

Pour une surface libre idéale (force nulle) $z=0$ et pour une surface maintenue idéale (pas de mouvement de particules) z doit être beaucoup plus grand que un. Par conséquent dans la structure SMR, si la réflexion est assez forte, une surface libre ($z=0, \rho=-1$) ou une surface maintenue idéale ($z \gg 1, \rho=1$) peut être synthétisée.

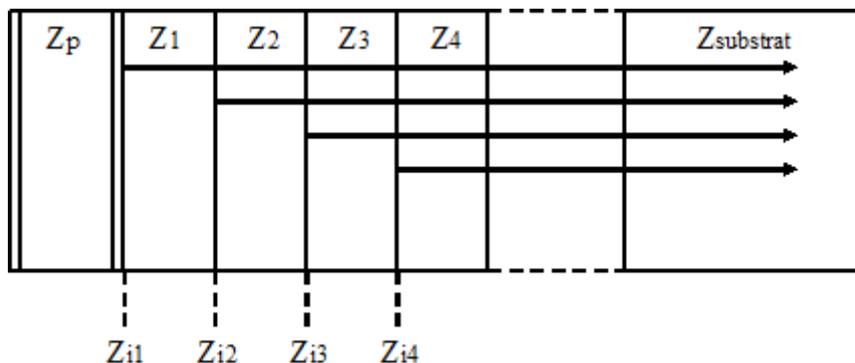


Figure III-4 : Schéma de principe du réflecteur Bragg

Pour des couches multiples (figure III-4), l'impédance à l'interface du réflecteur est dérivée d'une relation récurrente pour une couche d'un quart de longueur d'onde [46]. Pour une couche dont l'épaisseur vaut donc $\lambda/4$, c'est-à-dire $\theta=\pi/2$, l'impédance d'entrée (équation III-2) devient:

$$Z_{iq} = \frac{Z_q^2}{Z_{i(q+1)}} \tag{III-3}$$

Où l'indice i traduit l'impédance d'entrée du réflecteur de la couche q . En numérotant les couches du réflecteur, l'impédance normalisée devient :

$$z = \left(\frac{Z_1}{Z_p}\right) \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right) \left(\frac{Z_3}{Z_2}\right) \left(\frac{Z_3}{Z_4}\right) \dots \tag{III-4}$$

ou

$$z = \left(\frac{1+\rho_{p1}}{1-\rho_{p1}}\right) \left(\frac{1-\rho_{12}}{1+\rho_{12}}\right) \left(\frac{1+\rho_{23}}{1-\rho_{23}}\right) \left(\frac{1-\rho_{34}}{1+\rho_{34}}\right) \dots \tag{III-5}$$

Où Z_p est l'impédance du résonateur piézoélectrique et les indices des coefficients de réflexion sont représentatifs de l'interface indiquée.

La figure III-5 présente la structure du résonateur SMR.

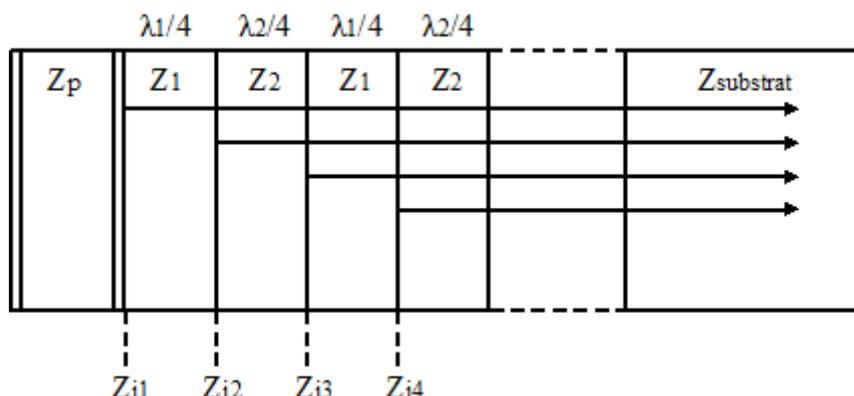


Figure III-5 : Schéma de principe du résonateur SMR

L'équation III-4 devient :

$$z = \left(\frac{Z_1}{Z_p}\right) \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right) \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right) \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right) \dots \quad (\text{III-6})$$

Si toutes les couches avec l'impédance Z_1 ont des impédances faibles par rapport à Z_2 , l'impédance normalisée efficace s'approche de zéro. Si le nombre de couches du réflecteur de Bragg est suffisant, nous pouvons alors considérer que l'interface entre le réflecteur et le résonateur est une surface libre idéale [46].

Après les calculs nécessaires, pour un nombre pair N de couches, nous obtenons [48]:

$$Z_{in} = \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^N Z_s \quad (\text{III-7})$$

Et pour un nombre impair N de couches, nous avons :

$$Z_{in} = \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^{N-1} \frac{Z_1^2}{Z_s} \quad (\text{III-8})$$

Au contraire, si les impédances Z_1 sont fortes par rapport à Z_2 , l'impédance normalisée s'approche de l'infinie. Si le nombre de couches du réflecteur de Bragg est suffisant, nous pouvons considérer que l'interface est une surface maintenue idéale ($z \gg 1, \rho = 1$).

Les épaisseurs des couches du réflecteur du Bragg doivent être égales à $\lambda/4$ pour les différentes fréquences de résonance. Le calcul des épaisseurs des couches isolantes se fait de la manière suivante. Pour une résonance à f_0 , l'épaisseur des couches est déterminée par :

$$l_1 = \frac{v_1}{4f_0} \tag{III-9}$$

$$l_2 = \frac{v_2}{4f_0} \tag{III-10}$$

Où v_1 et v_2 sont les vitesses acoustiques des couches considérées.

A titre d'exemple, nous présentons une simulation de résonateur SMR basé sur notre modèle 1D. Le résonateur à base d'AlN de $1.273\mu\text{m}$ est composé de deux électrodes métalliques de 250nm chacun. Le réflecteur de Bragg est constitué d'une alternance de double-couche SiOC/SiN (figure III-6). Le SiOC (280nm) est le matériau avec une impédance basse par rapport au SiN ($1.16\mu\text{m}$). La longueur d'onde dans la couche piézoélectrique est égale à $\lambda/2$ (dimensions du résonateur fourni par le CEA-LETI) [49].

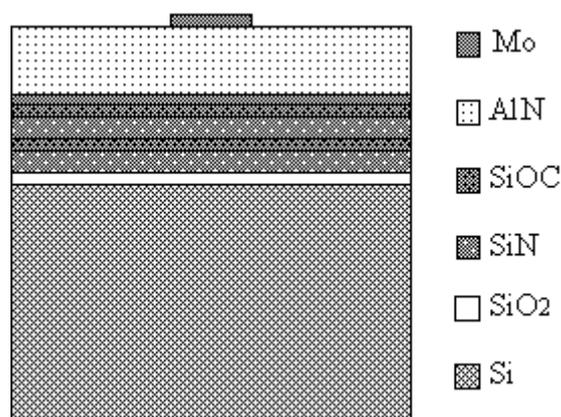


Figure III-6 : Résonateur SMR utilisé dans notre calcul (structure LETI)

Nous calculons la transmission S_{21} (pour bien voir la figure, l'impédance est normalisée : $Z_0=1\Omega$) en utilisant la méthode que nous avons étudiée précédemment. La réponse du résonateur avec deux double-couches du réflecteur de Bragg est présentée sur la figure III-7. La fréquence de résonance est 2.10GHz .

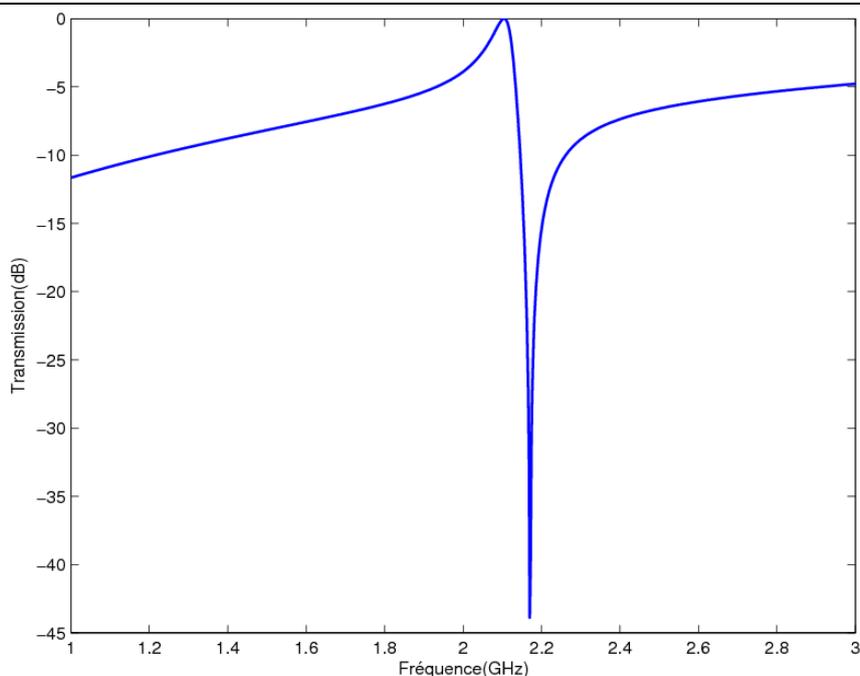


Figure III-7 : Transmission pour un résonateur avec deux double-couches

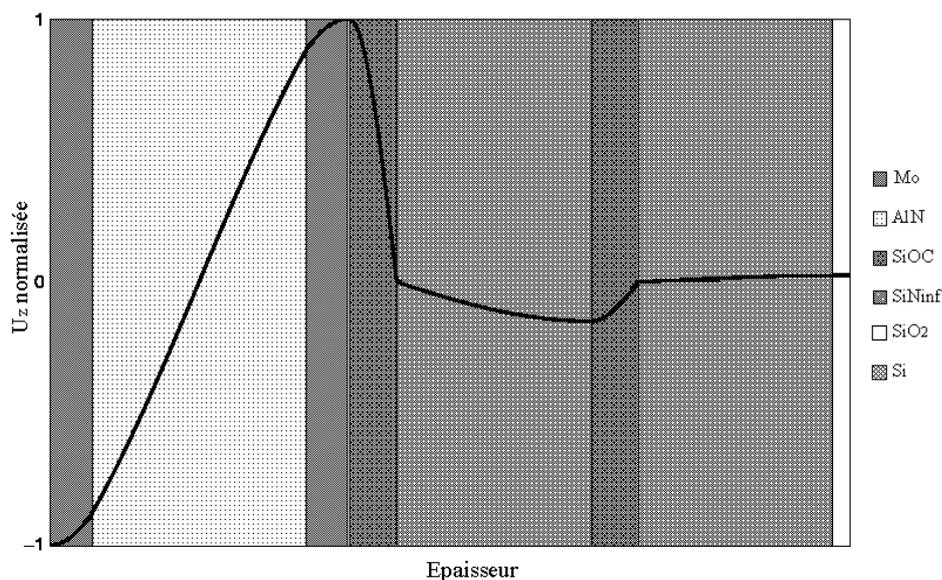


Figure III-8 : Vibration mécanique pour une isolation à deux double-couches

Nous présentons sur la figure III-8 l'amplitude de la vibration mécanique pour le mode fondamental. Nous ne dessinons pas le substrat afin de faciliter la visualisation des modes. Les discontinuités entre les différentes couches sont expliquées par les différences de rigidité entre les couches. Sur la figure III-8, l'amplitude de vibration dans la première double-couche de réflecteur de Bragg est assez grande, l'énergie acoustique peut pénétrer facilement dans la couche suivante. Si cette énergie pénètre dans le substrat, elle va générer des modes

parasites et ainsi amener des pertes. Une série de résonances apparaîtra alors autour de la fréquence de résonance. Une seule double-couche ne suffit donc pas pour isoler correctement le résonateur du substrat. L'augmentation du nombre de double-couche entre le résonateur et le substrat doit améliorer l'isolation de l'onde acoustique. L'amplitude de la vibration mécanique à la fin de la deuxième double-couche est quasi-nulle (figure III-8), ce qui signifie que l'énergie acoustique reste très majoritairement confinée dans le résonateur piézoélectrique. A partir de l'évolution de la vibration mécanique, nous pouvons aussi prévoir qu'il y aurait un décalage de la fréquence de résonance entre le résonateur avec une double-couche et le résonateur avec deux double-couches.

Pour confirmer les résultats que nous avons obtenus par la vibration mécanique du résonateur SMR, nous présentons respectivement, sur la figure III-9 et sur la figure III-10, l'impédance pour le résonateur SMR avec une double-couche et avec deux double-couches. Nous pouvons bien observer qu'il existe une série de résonances autour du mode fondamental pour le résonateur avec une seule double-couche. Le décalage de fréquence de résonances entre deux réponses est évident (50MHz ce qui correspond à un décalage de 2-3% de la fréquence de résonance).

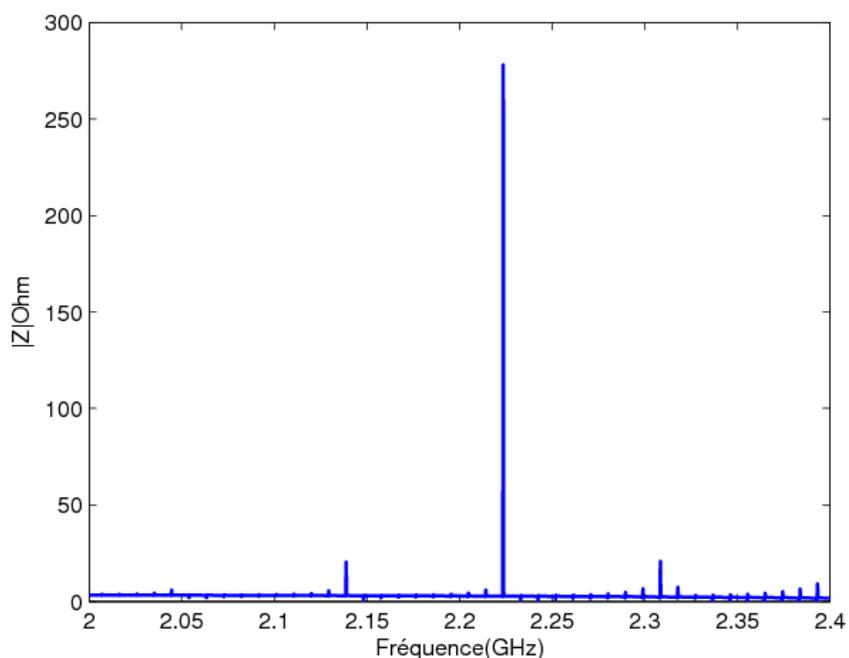


Figure III-9 : Impédance pour le résonateur SMR avec une double-couche

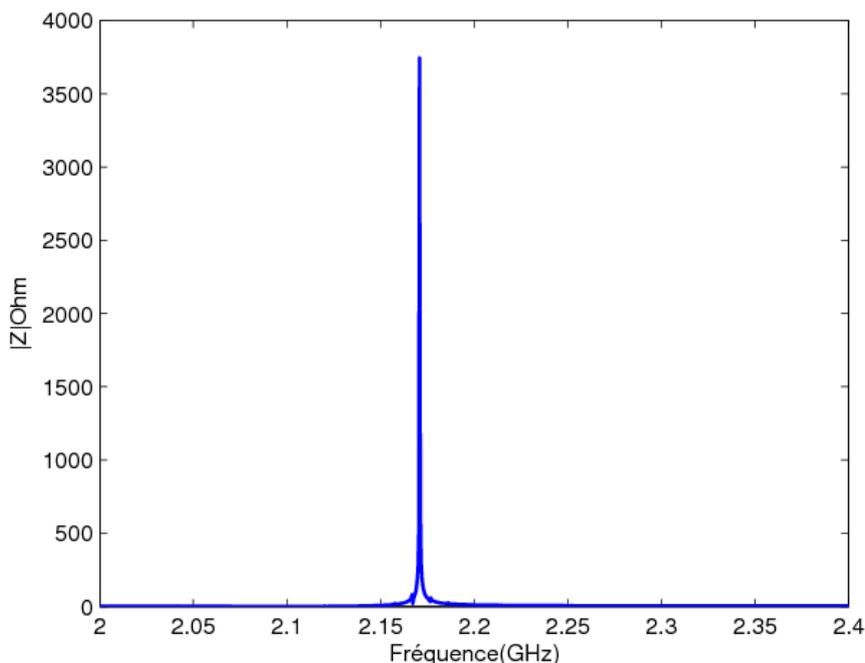


Figure III-10 : Impédance pour le résonateur SMR avec deux double-couches

La fabrication du résonateur SMR est plus complexe que le résonateur suspendu, en raison des multiples couches et du contrôle des paramètres des matériaux pendant le dépôt de chaque couche. De plus, le réflecteur de Bragg aura un domaine d'utilisation limité autour de la fréquence de travail. Un autre empilement devra donc être étudié si l'on change de manière importante la fréquence d'utilisation.

II.3. Etude de résonateurs à électrode flottante

Pour la fabrication du résonateur, nous avons rencontré des problèmes lors de la gravure d'AlN (chapitre IV). Pour faciliter la fabrication, nous avons proposé d'utiliser un résonateur à électrode flottante. La figure III-11 présente notre structure avec une vue en coupe. Le résonateur à électrode flottante est un résonateur suspendu. Le signal entre par l'électrode supérieure 1 et se propage dans le volume d'AlN. Il se propage transversalement dans l'électrode inférieure et remonte vers l'électrode supérieure 2. En fait, le résonateur à électrode flottante est composé de deux résonateurs piézoélectriques en série qui sont reliés par une électrode inférieure entière. Cette structure de résonateur n'aura pas besoin de l'étape de la gravure d'AlN et un dépôt d'AlN pleine plaque sera suffisant.

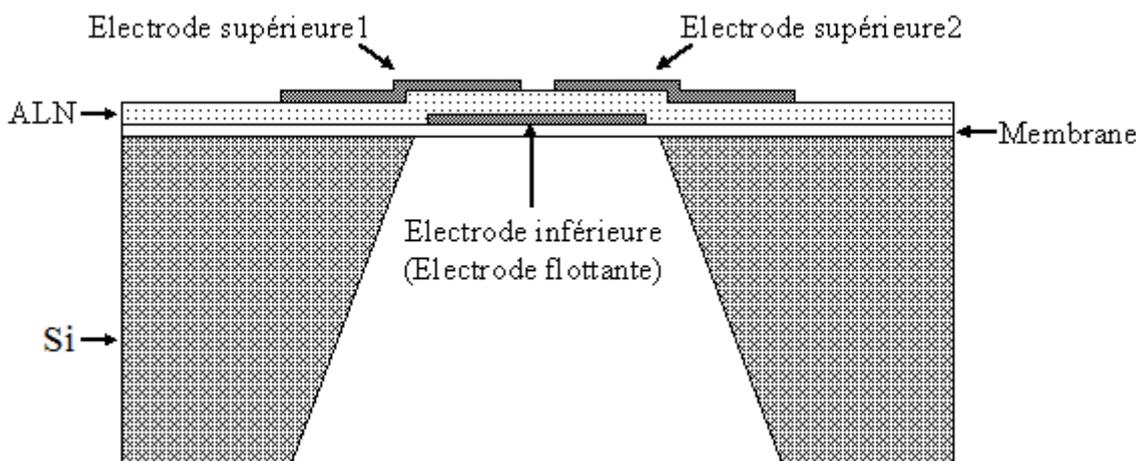


Figure III-11 : Structure du résonateur à électrode flottante

En utilisant cette structure, pour vérifier que le comportement est strictement identique à deux résonateurs en série, nous développons une méthode pour la simulation du résonateur avec le logiciel ADS. Le logiciel ADS ne prend pas en compte les matériaux piézoélectriques, il simule la couche piézoélectrique comme une couche diélectrique, et la structure du résonateur est ainsi simulée comme une capacité (C_0 dans le modèle BVD). De plus nous avons fixé les épaisseurs de chaque couche, nous pouvons donc facilement calculer la fréquence de résonance F_r et la fréquence d'antirésonance F_a . A partir de ces trois paramètres et en utilisant le principe du modèle BVD, nous obtenons C_m et L_m qui représentent le comportement acoustique (vibratoire) du résonateur par les formes suivantes :

$$C_m = \left[\left(\frac{F_a}{F_r} \right)^2 - 1 \right] \cdot C_0 \tag{III-11}$$

$$L_m = \frac{1}{(2\pi F_r)^2 \cdot C_m} \tag{III-12}$$

Si nous fixons la valeur de C_0 et les épaisseurs de chaque couche, nous pouvons ajouter C_m et L_m dans le circuit de simulation, ce qui nous permet de prendre en compte le comportement acoustique du résonateur. Pour faire cette simulation, nous dessinons dans un premier temps le résonateur dans Momentum. Ensuite, nous transformons le layout Momentum en un circuit avec le logiciel ADS (Schematic). Le circuit simulé est présenté sur la figure III-12.

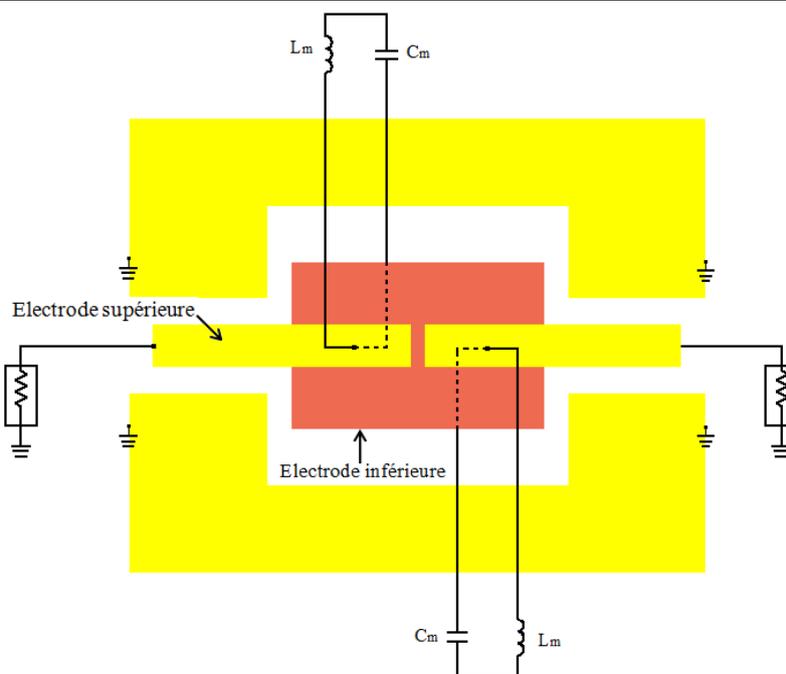


Figure III-12 : Circuit simulé avec ADS

Pour fixer la valeur de C_0 , nous ne pouvons pas utiliser la définition de la capacité entre deux électrodes ($C = \epsilon_r \epsilon_0 S/d$) car cette définition est utilisable quand les épaisseurs d'électrode peuvent être négligées par rapport aux dimensions transverses de la structure. Dans notre étude, les épaisseurs des trois couches sont identiques, donc les épaisseurs d'électrode ne peuvent pas être négligées par rapport à l'épaisseur de la couche piézoélectrique. Pour obtenir la valeur de la capacité C_0 , nous simulons dans un premier temps la capacité avec les électrodes sous le logiciel Momentum dans une bande autour de la fréquence de résonance et de la fréquence d'antirésonance. Ensuite, nous simulons une capacité sous ADS (Schematic) pour adapter les réponses dans la bande que nous avons choisie. Dans notre simulation, nous avons choisi les épaisseurs de chaque couche identique à 400nm et la surface est égale à $90 \times 250 \mu\text{m}^2$. Pour obtenir des valeurs de capacité la plus fiable possible, les nœuds connectés aux électrodes doivent être alignés verticalement (Figure III-13). Lorsque les ports ne sont pas placés sur une même ligne verticale, les réponses données par Momentum ne sont pas correctes. En effet, le logiciel Momentum utilise un système de maillage qui va "découper" la capacité totale en plusieurs éléments capacitifs. Le résultat de simulation obtenu est une association des réponses de chacun des éléments qui ont une influence les uns sur les autres. Pour éviter ces influences entre les différents éléments, il faudra placer les ports sur une même ligne verticale afin d'obtenir une réponse plus proche de la valeur réelle.

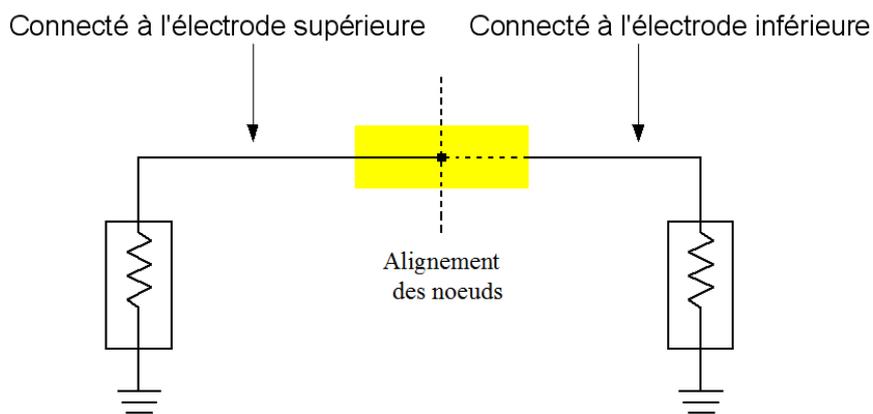


Figure III-13 : Simulation de la capacité C_o avec ADS

A l'aide du logiciel ADS, nous pouvons calculer la valeur de la capacité C_o à partir des réponses simulées avec Momentum. La figure III-14 présente la valeur calculée par ADS dans la bande qui nous intéresse.

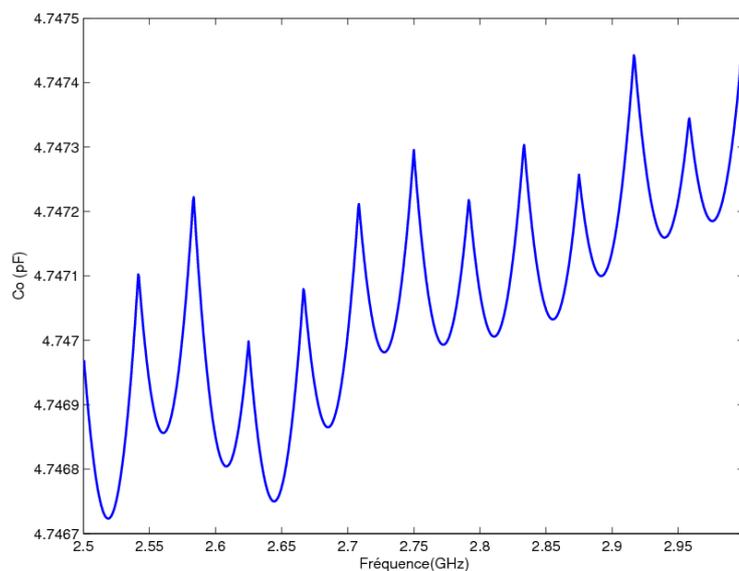


Figure III-14 : Valeur calculée par ADS de C_o

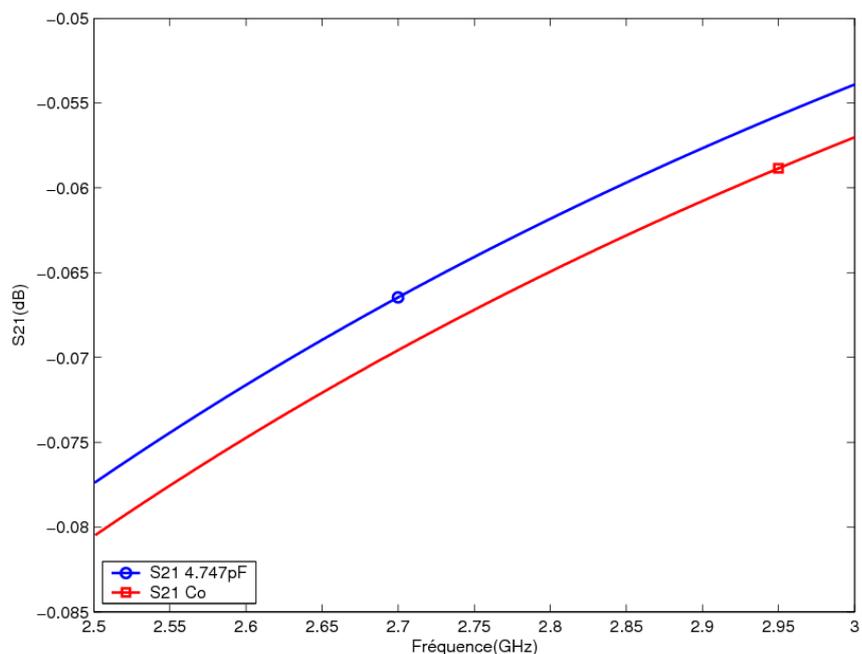


Figure III-15 : Comparaison de la transmission des deux réponses

Sur la figure III-14, nous pouvons observer que la valeur de C_0 est proche de 4.747pF. Cependant les réponses d'une capacité avec cette valeur ne s'adaptent pas parfaitement (Figure III-15) avec les réponses du circuit (Figure III-13) simulées sous Momentum. Ce phénomène s'explique par les différentes méthodes de simulation entre ADS (Schematic) et Momentum. Nous ajustons donc la valeur de la capacité C_0 à 4.64pF pour obtenir une meilleure adaptation.

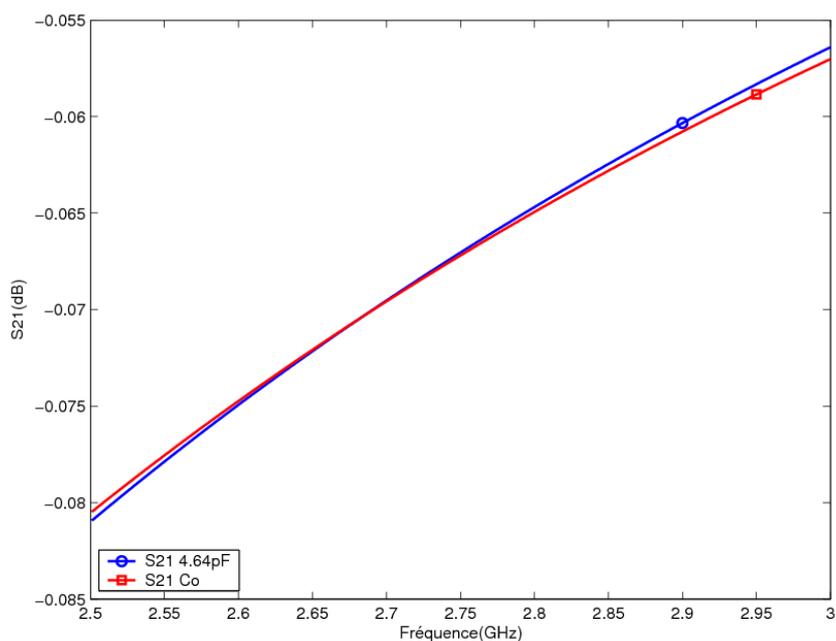


Figure III-16 : Adaptation de la transmission

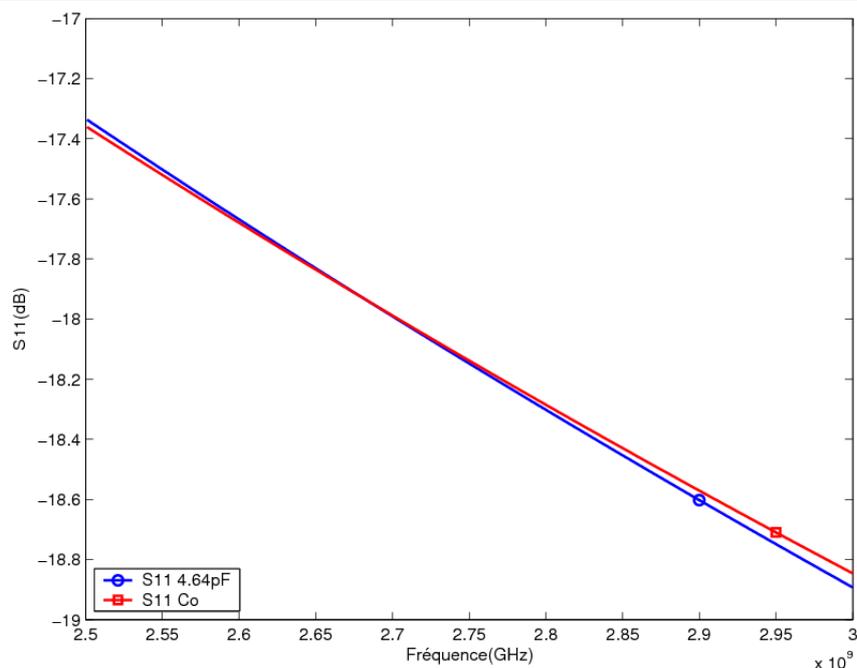


Figure III-17 : Adaptation de la réflexion

Les figures III-16 et III-17 présentent les adaptations de la transmission et de la réflexion entre la capacité géométrique du résonateur simulé avec Momentum et une capacité égale à 4.64pF. Sur ces figures, nous pouvons observer que la capacité à 4.64pF présente des réponses très proches des réponses simulées avec Momentum. Les différences des maximums de transmission et de réflexion entre les deux capacités sont inférieures à 0.05dB. Nous pouvons donc approximer la capacité de la structure à 4.64pF dans la bande que nous allons utiliser. Après calcul, la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance sont respectivement 2.711GHz et 2.769GHz. A partir de la capacité C_o, nous pouvons obtenir C_m=199.25fF et L_m=17.29nH.

A partir des valeurs des trois éléments du modèle BVD, nous pouvons simuler le résonateur avec la structure totale (figure III-12). La figure III-18 présente les résultats sans pertes simulés avec le logiciel ADS (Schematic).

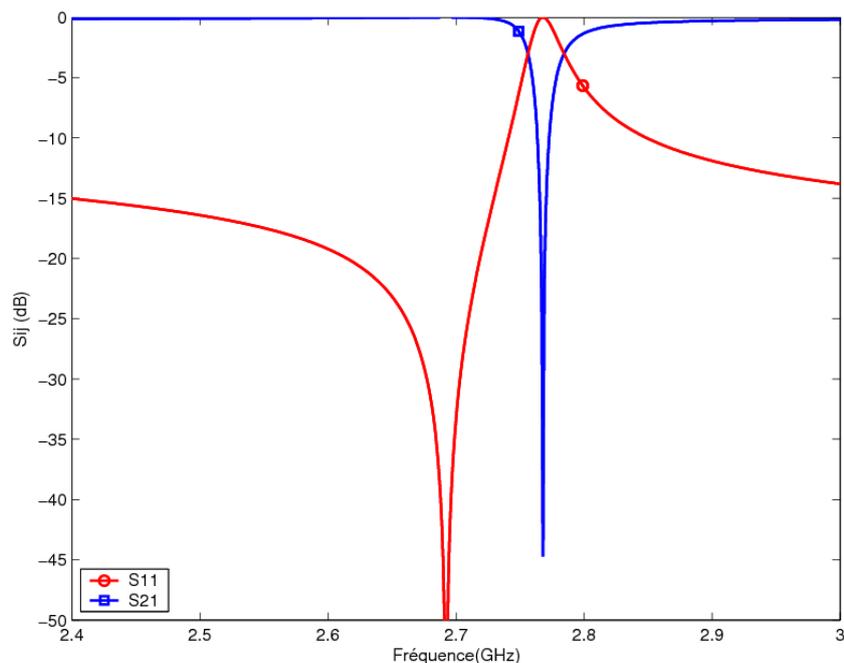


Figure III-18 : Réponses du résonateur à électrode flottante

Les figures III-19 et III-20 présentent les comparaisons des transmissions et des réflexions entre les réponses présentées figure III-18 et la simulation utilisant le modèle BVD. Nous pouvons voir que la bande entre la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance lors de la simulation avec ADS (Schematic) est plus large que celle utilisant Momentum (la fréquence de résonance est 2.69GHz et la fréquence d'antirésonance est 2.77GHz).

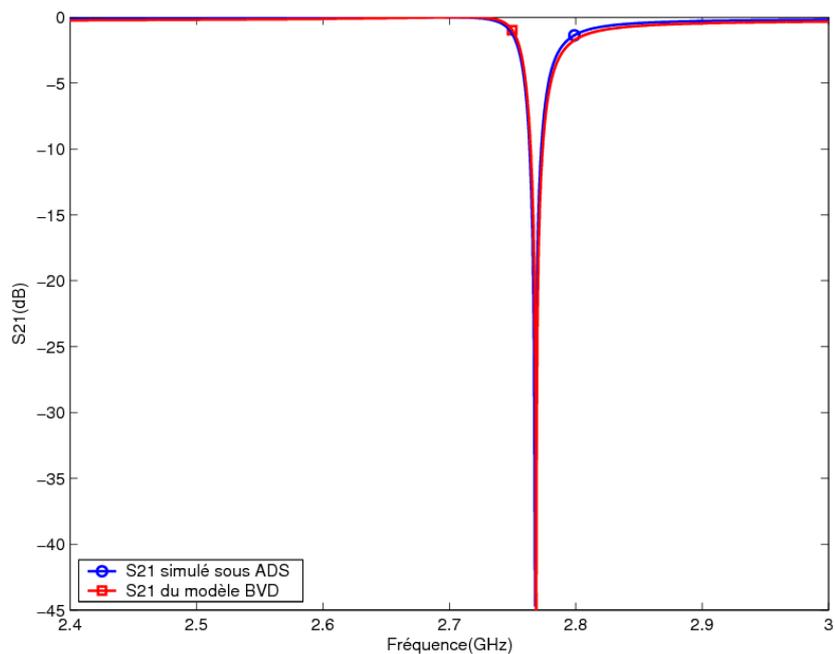


Figure III-19 : Comparaison de la transmission

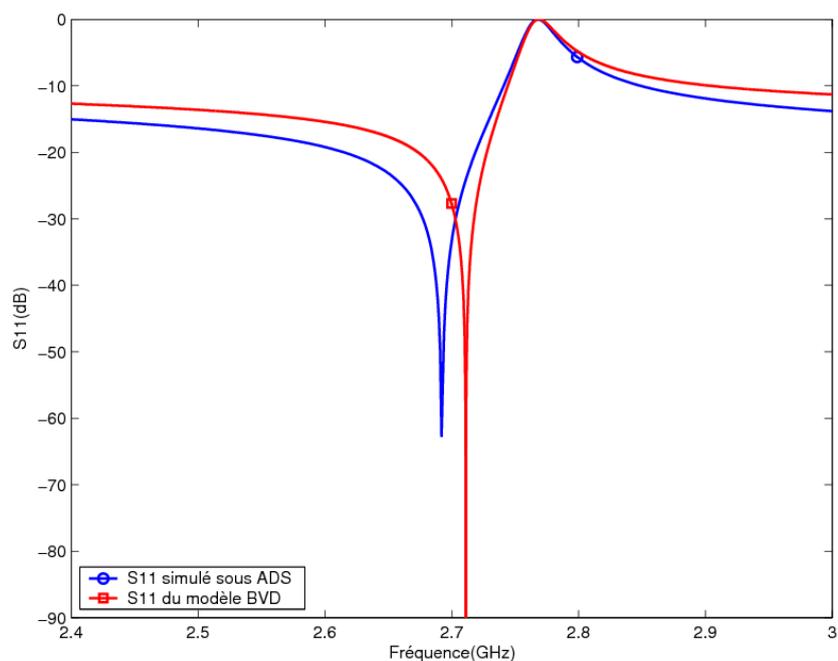


Figure III-20 : Comparaison de la réflexion

Ce phénomène s'explique par les influences de la structure du résonateur. Par exemple, quand nous simulons la capacité C_0 , nous choisissons la même surface pour l'électrode inférieure et l'électrode supérieure. Cependant, lors de la simulation de la structure totale, l'électrode inférieure est plus grande que l'électrode supérieure. De plus, la ligne d'entrée, la ligne de sortie et la masse influencent la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance du résonateur.

Cette méthode nous permet de connaître les influences de la structure lors de la simulation. Les réponses avec cette méthode seront ainsi plus proches des réponses réelles.

Nous pouvons ajouter les pertes électriques des électrodes dans cette simulation. Dans nos études, sur le substrat normal, les conductivités électriques du Mo que nous avons déposé par pulvérisation cathodique DC sont $7.03 \times 10^5 \text{ S/m}$ pour l'électrode supérieure et $1.33 \times 10^6 \text{ S/m}$ pour l'électrode inférieure. Ces valeurs de conductivité ont été mesurées sur des dépôts réalisés à XLIM par pulvérisation cathodique DC. La figure III-21 présente les réponses du résonateur avec les pertes.

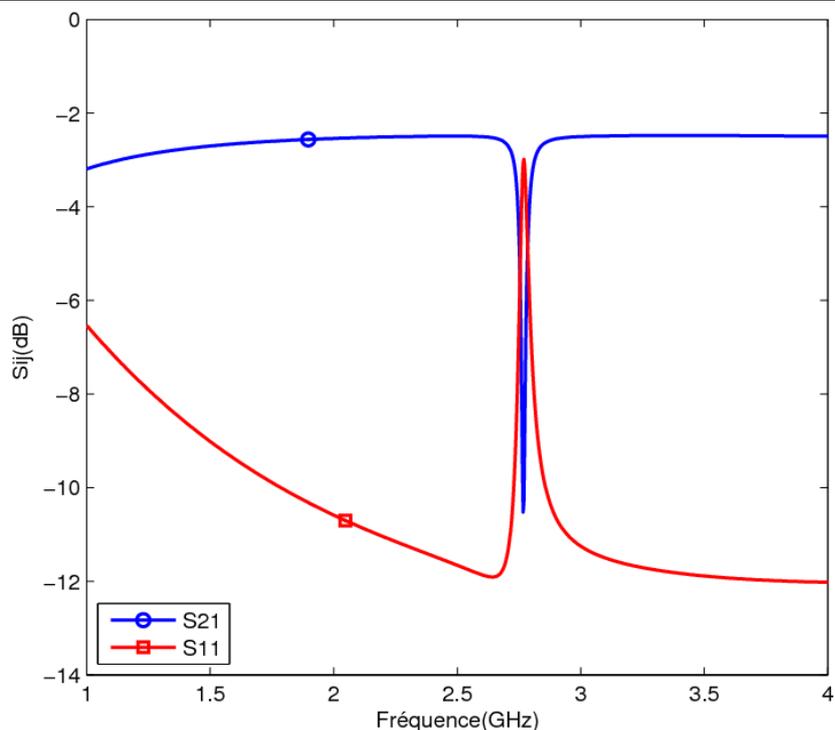


Figure III-21 : Réponse du résonateur avec pertes

Les résonateurs à électrode flottante nous permettent d'éviter la gravure de l'AlN dans la fabrication. La méthode de simulation que nous avons présentée peut, bien sûr, prédire la performance du résonateur, mais aussi l'influence de la structure et les pertes électriques dans les électrodes. Cette méthode de simulation nous montre une réponse qui sera beaucoup plus proche de la réponse réelle. Nous présenterons une comparaison entre la réponse de simulation et la réponse de mesure dans le chapitre IV.

III. Synthèse de filtres

Dans cette partie, nous allons étudier les différents types de filtres. Ces filtres peuvent être regroupés en deux grandes familles : les filtres à couplages électriques des résonateurs et les filtres à couplages mécaniques des résonateurs.

Nous allons présenter cinq types de filtres : le filtre en échelle, le filtre en treillis, le filtre échelle-treillis (ou treillis-échelle), le SCF (Stacked Crystal Filter) et le CRF (Coupled Resonator Filter). Parmi ces types de filtres, le filtre en échelle a un principe de fonctionnement très simple. Il peut être utilisé pour le système “balanced” (deux signaux d’entrée et deux signaux de sortie) et le système “unbalanced” (un signal d’entrée et un signal de sortie). Cette topologie du filtre peut être appliquée facilement à tous les types de résonateurs piézoélectriques grâce à sa structure simple. Le plus gros inconvénient du filtre en échelle est l’obtention de sa condition de fonctionnement. En effet, la fréquence d’antirésonance du résonateur en parallèle doit être rigoureusement égale à la fréquence de résonance du résonateur en série. Sinon des pertes d’insertion seront obtenues. Un autre désavantage de ce type de filtre est que les performances hors de la bande passante ne sont pas très bonnes avec des remontées assez importantes.

Le filtre en treillis a de meilleures performances hors de la bande passante, mais il ne peut fonctionner que pour des systèmes “unbalanced” et il est moins sélectif que le filtre en échelle. La mise en cascade du filtre en échelle et du filtre en treillis permet de combiner les avantages et d’éviter les inconvénients, mais elle conduit à des plus grandes difficultés de synthèse.

Les filtres à couplage mécanique (SCF et CRF) peuvent être utilisés quand de faibles pertes d’insertion et une large bande passante sont désirées. Ils ont de bonnes performances dans la bande passante et dans la bande de réjection. Leur inconvénient est la complexité de fabrication. Les filtres à couplage mécanique ont besoin de plusieurs couches de dépôt sur le substrat. De nombreuses étapes de fabrication seront alors nécessaires lors de la réalisation.

III.1. Filtres à couplage électrique des résonateurs

Le couplage électrique des résonateurs piézoélectriques conduit à la réalisation de fonction de filtrage. Ces types de filtre sont constitués de résonateurs soit en série, soit en parallèle. En utilisant un couplage électrique entre les résonateurs en série et en parallèle, nous pouvons réaliser des filtres passe bande.

III.1.1. Etude des filtres en échelle

En 1931, Espenschied d'AT&T dépose un brevet [50] dans lequel l'utilisation de résonateurs à quartz dans des structures en échelle est décrite. Cette architecture de filtre, représentée sur la figure III-22 [51], est constituée d'une mise en cascade de résonateurs en série (Z_s) et en parallèle (Z_p). Ce filtre peut être utilisé pour le signal "balanced" et le signal "unbalanced". Nous allons utiliser le signal "unbalanced" pour la description du filtre en échelle. Le principe est de faire coïncider la fréquence de résonance du résonateur série avec la fréquence d'antirésonance du résonateur en parallèle au centre de la bande passante, de façon à fournir un maximum de transmission autour de la fréquence centrale.

La fréquence centrale du filtre, sera la fréquence de résonance du résonateur série. Celui-ci transmettra donc l'énergie à cette fréquence (Impédance nulle si calcul sans pertes). A l'inverse, l'impédance du résonateur parallèle devra être maximale pour que l'énergie de la fréquence de résonance ne soit pas court-circuitée par la masse. L'épaisseur du résonateur parallèle sera donc ajustée afin d'obtenir la correspondance entre l'antirésonance parallèle du résonateur parallèle et la résonance série du résonateur série. Les réponses des résonateurs et du filtre sont présentées sur la figure III-23.

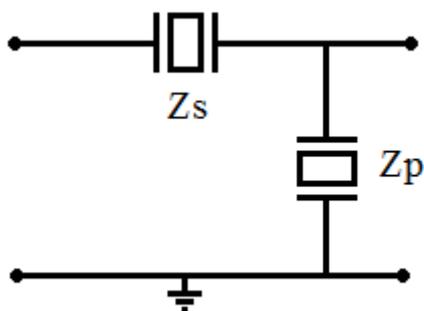


Figure III-22 : Filtre en échelle

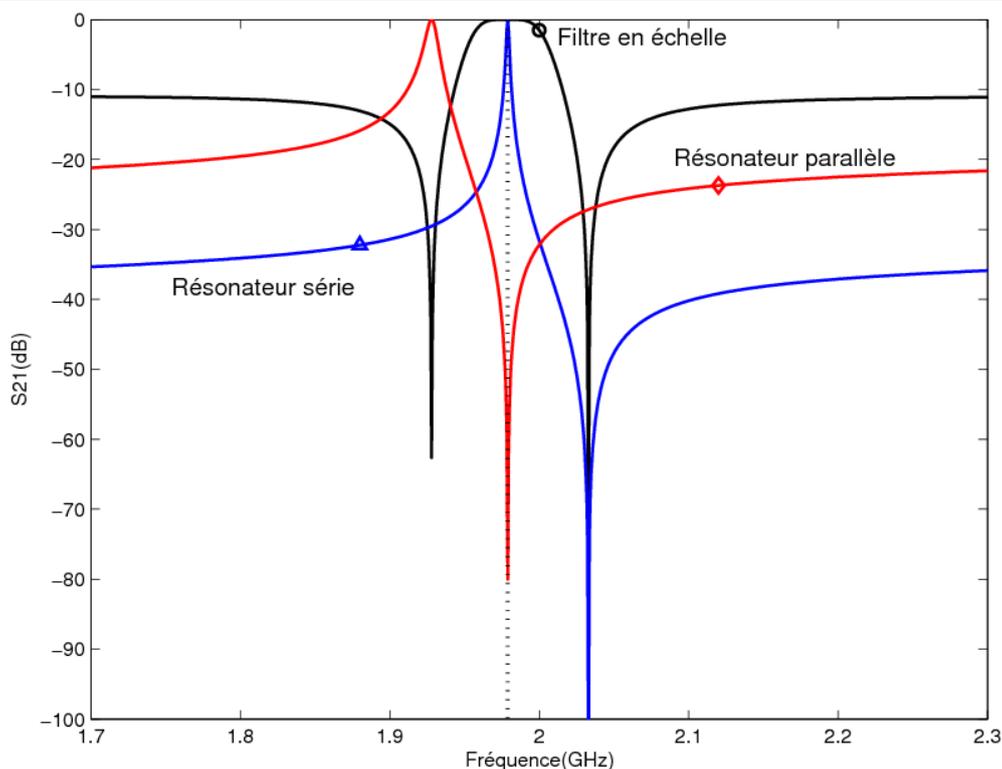


Figure III-23 : Réponses du filtre en échelle

En pratique, deux méthodes peuvent être utilisées pour obtenir les différentes fréquences de résonance pour les résonateurs en séries et pour les résonateurs en parallèle. Premièrement, nous pouvons fixer des épaisseurs différentes pour l'électrode supérieure en vue de changer la fréquence de résonance [44]. Deuxièmement, une couche de SiO_2 supplémentaire déposée sur l'électrode supérieure peut aussi changer la fréquence de résonance et obtenir la valeur désirée [52].

Les pertes d'insertion d'un tel filtre sont liées non seulement au facteur de qualité des résonateurs, mais aussi à la précision de la fréquence de résonance de chaque type de résonateurs. En effet, les résonateurs "séries" ne doivent pas présenter la même fréquence de résonance que les résonateurs "parallèles", la bande passante du filtre étant liée au décalage entre la résonance série et la résonance parallèle du résonateur. La réjection hors bande est déterminée par le coefficient de réflexion S_{11} des résonateurs séries et par le coefficient de transmission S_{21} des résonateurs parallèles [16]. Comme pour les résonateurs, les filtres en échelle sont, soit sur membrane, soit sur substrat massif, chacune des configurations ayant ses avantages et ses inconvénients.

La conception du filtre en échelle repose sur l'ajout d'étages supplémentaires

($N=1,2,\dots$ voir Figure III-24). Chaque étage, composé de deux résonateurs, apporte alors deux pôles dans la bande passante.

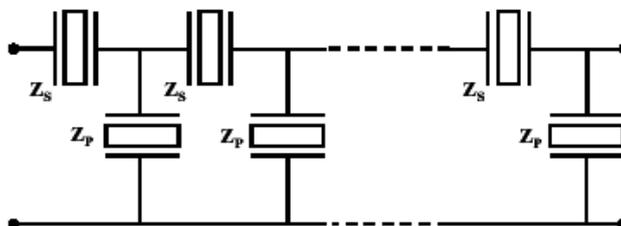


Figure III-24 : Association d'étages dans le filtre en échelle

Une comparaison entre un filtre deux pôles et un filtre quatre pôles est proposée sur la figure III-25. Par rapport au filtre deux pôles, le filtre quatre pôles a une meilleure bande de rejection et une plus forte atténuation dans la bande de transition, mais les pertes d'insertion sont supérieures.

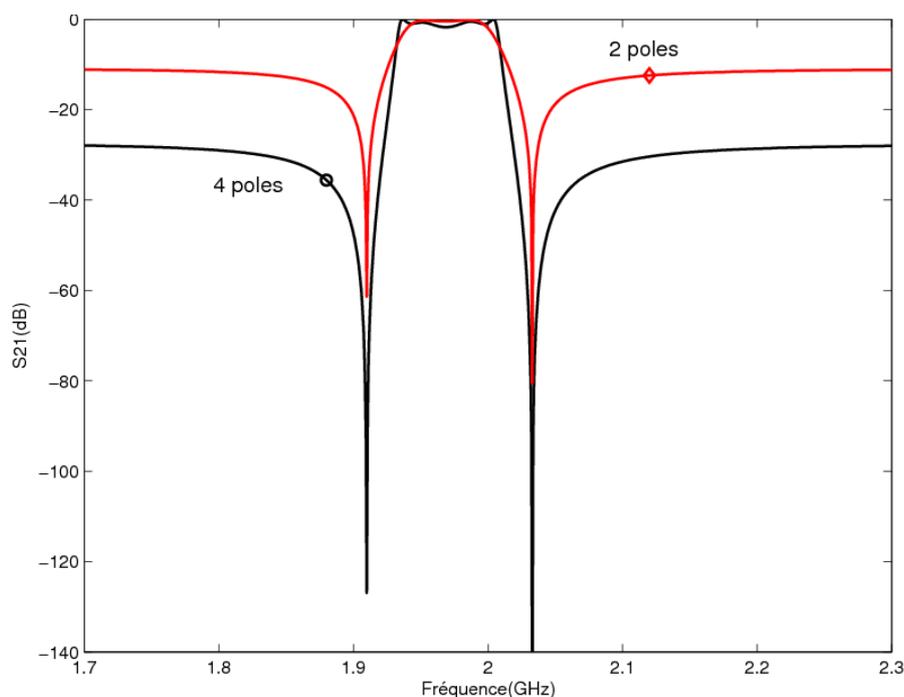


Figure III-25 : Comparaison de la réponse de filtres en fonction du nombre de pôles

De plus, il n'est pas nécessaire de se conformer rigoureusement à la structure en échelle. La figure III-26 présente un exemple possible de filtre dans lequel certains résonateurs parallèles ont été enlevés.

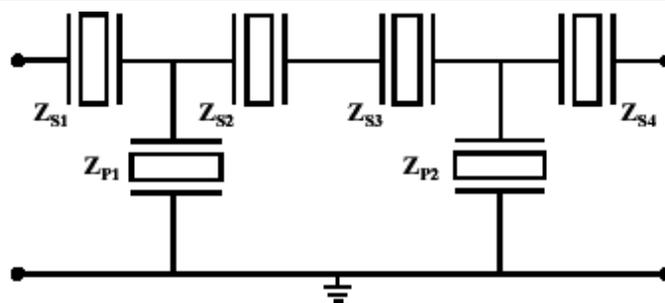


Figure III-26 : Filtre en échelle modifié

Les deux résonateurs séries Z_{S2} et Z_{S3} (avec des surfaces d'électrodes égales) sont équivalents à un seul résonateur dont, en première approximation, la surface équivalente est divisée par deux. Pour la fabrication de résonateur BAW, à cause de modes parasites, nous ne pouvons pas réaliser de résonateur avec des surfaces d'électrodes trop petites, car les énergies vont se réfléchir fortement entre les parois si l'électrode est trop petite.

En utilisant la méthode que nous avons présentée dans le chapitre précédemment, nous avons optimisé un filtre sept pôles. Les expressions des éléments du modèle BVD ont été présentés dans la partie VI du chapitre II. Pour vérifier notre méthode, nous faisons une comparaison avec le résultat expérimental qui est obtenu dans la référence [44]. Nous fixons l'épaisseur de l'électrode inférieure à 380nm et celle de l'AlN à 1047nm, comme dans la référence [44]. L'épaisseur de l'électrode supérieure peut varier entre 300nm et 450nm et la surface d'électrodes entre $3.25 \times 10^{-8} \text{ m}^2$ et $5.5 \times 10^{-8} \text{ m}^2$.

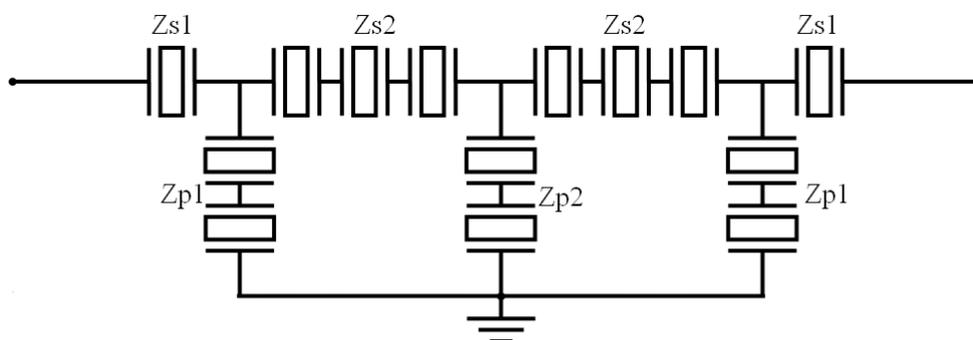


Figure III-27 : Schéma du filtre 7 pôles en échelle

Nous définissons un gabarit identique au filtre de la référence [44] et un filtre 7 pôles initial avec le logiciel ADS (Figure III-28).

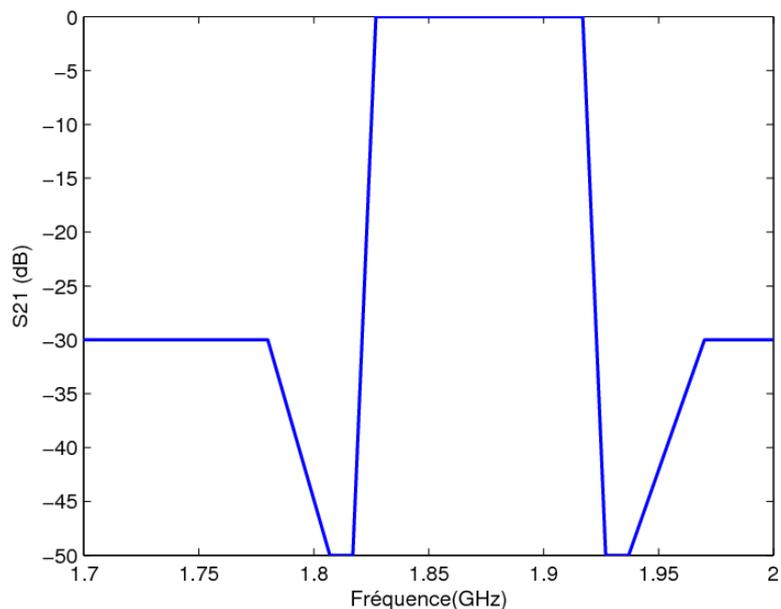


Figure III-28 : Gabarit défini avec le logiciel ADS

Le logiciel va optimiser les épaisseurs et les surfaces de chaque résonateur à partir des conditions d'optimisation que nous avons définies. Lors de la conception et de l'optimisation du filtre nous pouvons être amenés à réduire la surface du résonateur. Or construire directement des résonateurs de surfaces faibles peut engendrer des problèmes de modes parasites dues à des propagations transverses dans le résonateur. Pour éviter de réduire les dimensions des surfaces nous pouvons rajouter en série un autre résonateur (exemple résonateur Z_{p1} , Z_{p2} et Z_{s2} sur la figure III-27). En effet en rajoutant un résonateur en série sur la première branche parallèle (résonateur Z_{p1}) on augmente la self équivalente et on diminue les capacités équivalentes ce qui réduit la surface des électrodes. Le filtre optimisé est présenté sur la figure III-29. Les épaisseurs optimisées pour chaque résonateurs coïncident avec les épaisseurs fournies par la référence [44] (357nm pour les résonateurs en séries, 398nm pour les résonateurs en parallèles).

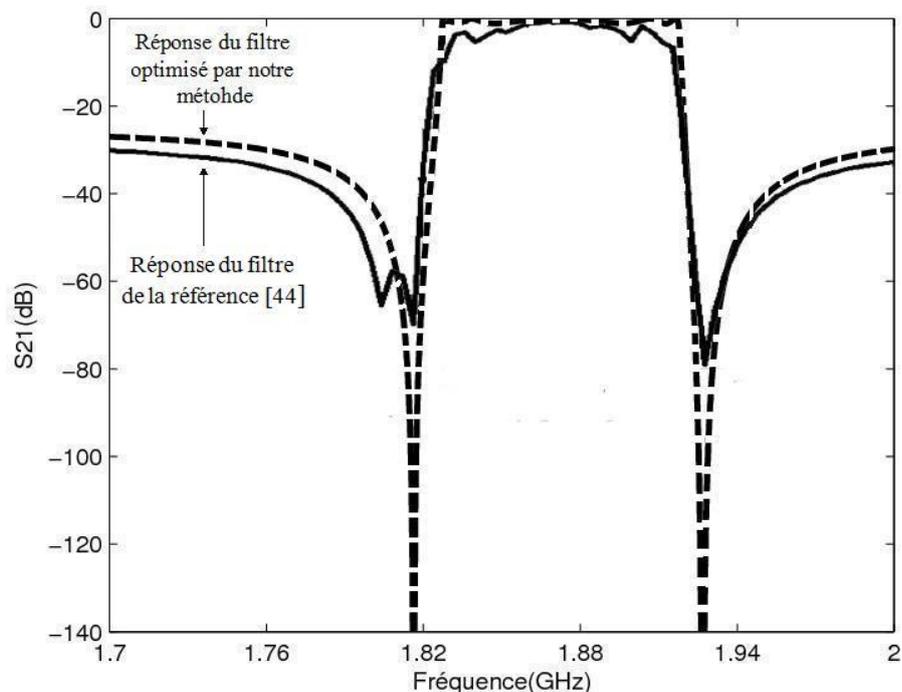


Figure III-29 : Comparaison des réponses du filtre de la référence [44] et du filtre optimisé grâce à notre méthode

La réponse du filtre a une bande passante proche de 90 MHz et une fréquence centrale autour de 1.87 GHz. La réponse d'optimisation du filtre est présentée sans pertes. En comparant aux résultats présentés dans la référence [44], les deux réponses s'adaptent très bien. Nous validons donc notre méthode d'optimisation de filtre.

Nous avons également utilisé la structure du résonateur à électrode flottante pour cette topologie de filtre. Nous appliquons la méthode de simulation avec le logiciel ADS (Schematic) que nous avons étudié dans la partie II.3. La figure III-30 présente la géométrie du filtre à électrode flottante que nous avons simulé. Le filtre se compose de trois résonateurs. Le résonateur 1 et le résonateur 3 sont en série, et le résonateur 2 est en parallèle. Nous pouvons observer que le résonateur 2 n'a pas d'électrode supérieure. Avec une topologie de filtre en échelle, le résonateur en parallèle doit être connecté à la masse. Nous utilisons donc la masse comme électrode supérieure. Pour la structure à électrode flottante, nous pourrions alors uniquement simuler des filtres à nombre de pôle impair. En effet, comme nous ne faisons pas de gravure d'AlN, l'électrode inférieure est cachée par la couche piézoélectrique. Dans ce cas, le signal ne peut qu'entrer et sortir par l'électrode supérieure. Nous utilisons donc les électrodes supérieures des

résonateurs en série comme ligne d'entrée et de sortie.

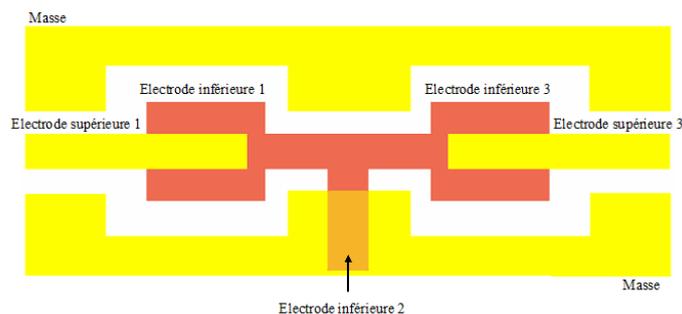


Figure III-30 : Filtre 3 pôles à électrode flottante

Dans notre laboratoire, nous avons fabriqué des résonateurs avec les épaisseurs de chaque couche identique à 400nm (Chapitre IV). Pour les simulations du filtre à électrode flottante, nous reprenons ces épaisseurs pour le résonateur en série, et nous optimisons la surface du résonateur en série à $250 \times 90 \mu\text{m}^2$ (entre $10000 \mu\text{m}^2$ et $50000 \mu\text{m}^2$). L'épaisseur et la surface d'électrode supérieure pour le résonateur en parallèle sont optimisées à 425nm (entre 400nm et 430nm) et $200 \times 90 \mu\text{m}^2$ (entre $10000 \mu\text{m}^2$ et $50000 \mu\text{m}^2$). Les réponses du filtre simulé avec le logiciel ADS sont indiquées sur la figure III-31.

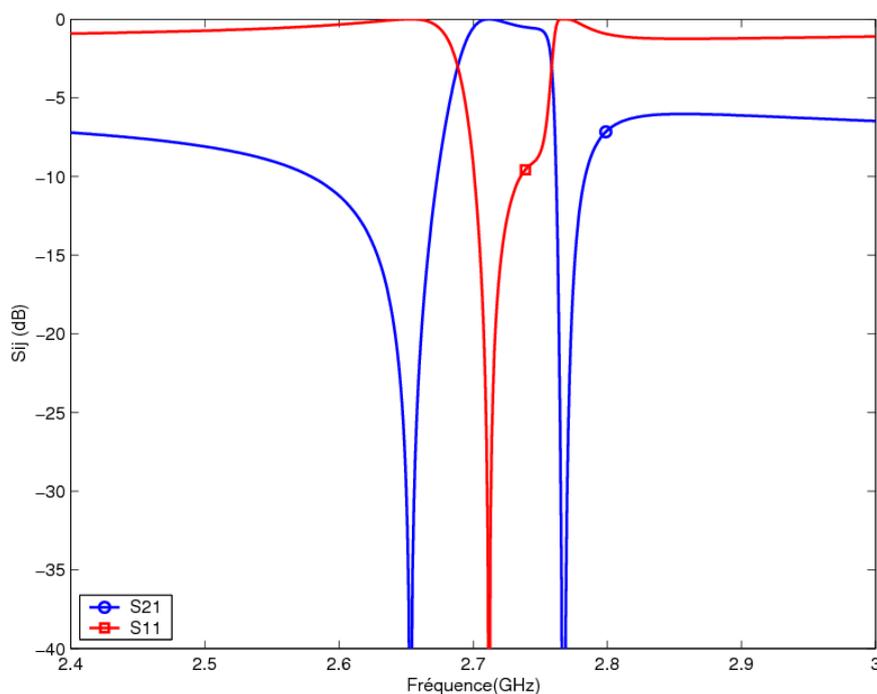


Figure III-31 : Réponse du filtre 3 pôles à électrode flottante

La fréquence centrale est 2.72GHz et la bande passante est 70MHz (-3dB). Pour améliorer les performances dans la bande de réjection, nous ajoutons quatre résonateurs en série, le schéma que nous avons simulé avec ADS est présenté sur la figure III-32. Nous pouvons observer que nous rajoutons deux résonateurs en série à l'entrée et à la sortie. Cela équivaut à réduire les surfaces des résonateurs en série et ainsi réduire les pertes hors bande. Nous pouvons donc obtenir un filtre avec une bande de réjection améliorée.

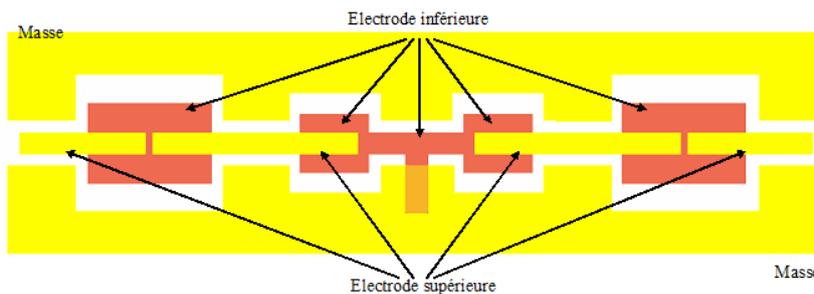


Figure III-32 : Filtre 3 pôles à électrode flottante à réjection améliorée

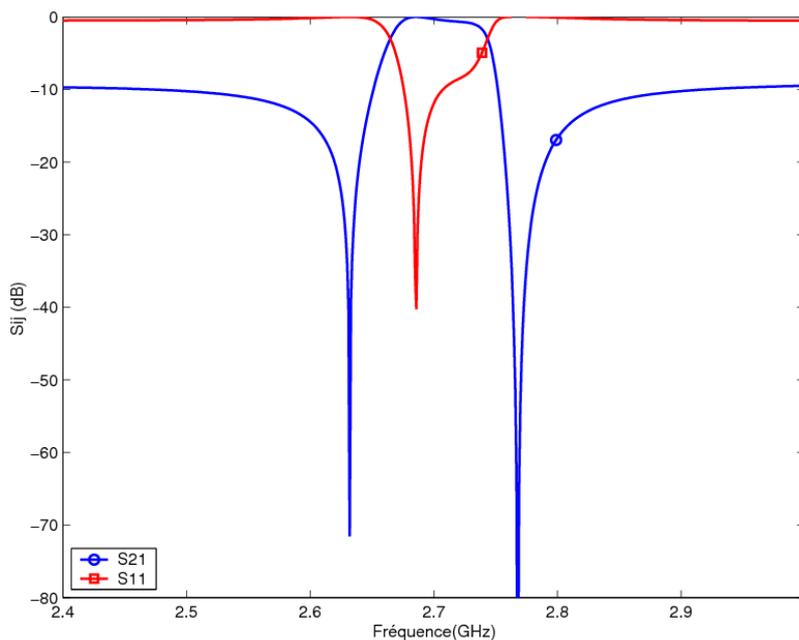


Figure III-33 : Réponses du filtre à réjection améliorée

Pour garder de bonnes performances dans la bande passante, nous augmentons l'épaisseur du résonateur en parallèle à 435nm. La réponse de ce filtre est montrée figure III-33. La fréquence centrale est 2.70GHz et la bande passante est 78MHz. Par rapport à la figure III-31, la remontée hors bande est meilleure (-10dB au lieu de -7dB).

L'inconvénient du filtre en échelle est que pour des fréquences plus élevées, l'intervalle entre la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance devient critique et difficilement contrôlable à cause des faibles épaisseurs des couches piézoélectriques et des couches métalliques.

III.1.2. Etude des filtres en treillis

Mason, en 1934 [53], introduit une nouvelle topologie de filtre : les filtres en treillis. Ces filtres sont construits à partir d'une association de résonateurs série et parallèle, présentée sur la figure III-34 [54], identiques à ceux utilisés dans le filtre en échelle. Le filtre en treillis ne peut être utilisé que pour le signal "balanced". La bande passante est fixée quand la fréquence de résonance des résonateurs en série est proche de la fréquence d'antirésonance des résonateurs en parallèle, comme pour le filtre en échelle. L'avantage de ce filtre par rapport au filtre en échelle est une forte réjection en dehors de la bande passante.

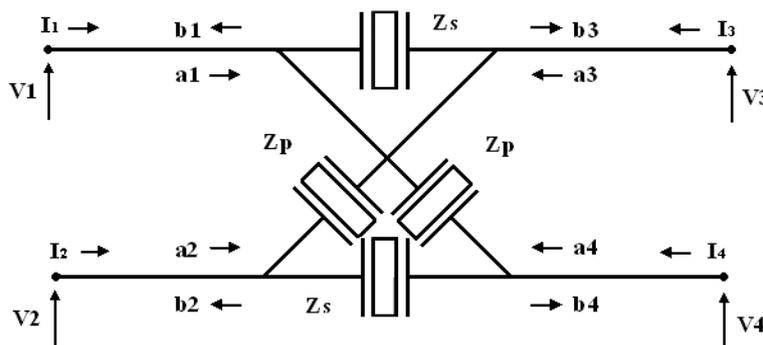


Figure III-34 : Filtre en treillis

Sur la figure III-34, nous pouvons voir que le filtre en treillis est un quadripôle, nous devons donc utiliser la méthode des modes mixtes. Cette méthode utilise une transformation mathématique matricielle consistant à convertir les 16 paramètres S mesurés classiquement en paramètres exprimant les rapports entre les modes commun et différentiel [55].

La matrice S du circuit de la figure III-34 est caractérisée par 16 coefficients :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} \tag{III-13}$$

La méthode de modes mixtes est caractérisée par un mode commun et par un mode différentiel [55]. Le tableau III-1 décrit les ondes de puissance en mode commun et mode différentiel.

Ondes	Mode différentiel	Mode commun
Entrantes	$a_{d1} = \frac{a_1 - a_2}{\sqrt{2}}$ $a_{d2} = \frac{a_3 - a_4}{\sqrt{2}}$	$a_{c1} = \frac{a_1 + a_2}{\sqrt{2}}$ $a_{c2} = \frac{a_3 + a_4}{\sqrt{2}}$
Sortantes	$b_{d1} = \frac{b_1 - b_2}{\sqrt{2}}$ $b_{d2} = \frac{b_3 - b_4}{\sqrt{2}}$	$b_{c1} = \frac{b_1 + b_2}{\sqrt{2}}$ $b_{c2} = \frac{b_3 + b_4}{\sqrt{2}}$

Tableau III-1 : Paramètres des différents modes

A partir de ce tableau, nous pouvons définir une matrice M [55] pour faire cette transformation.

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{III-14})$$

En multipliant l'équation III-13 par cette matrice, nous pouvons obtenir la matrice mixte :

$$\begin{pmatrix} b_1 - b_2 \\ b_3 - b_4 \\ b_1 + b_2 \\ b_3 + b_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{dd11} & S_{dd12} & S_{dc11} & S_{dc12} \\ S_{dd21} & S_{dd22} & S_{dc21} & S_{dc22} \\ S_{cd11} & S_{cd21} & S_{cc11} & S_{cc12} \\ S_{cd21} & S_{cd22} & S_{cc21} & S_{cc22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 - a_2 \\ a_3 - a_4 \\ a_1 + a_2 \\ a_3 + a_4 \end{pmatrix} \quad (\text{III-15})$$

$$\begin{matrix} (\mathbf{b}_{mxt}) & (\mathbf{S}_{mxt}) & (\mathbf{a}_{mxt}) \end{matrix}$$

Avec $(\mathbf{b}_{mxt}) = (\mathbf{M}) \cdot (\mathbf{b})$, $(\mathbf{a}_{mxt}) = (\mathbf{M}) \cdot (\mathbf{a})$ et $(\mathbf{S}_{mxt}) = (\mathbf{M}) \cdot (\mathbf{S}) \cdot (\mathbf{M})^{-1}$.

Nous divisons la matrice \mathbf{S}_{mxt} en quatre parties : S_{dd} , S_{dc} , S_{cd} et S_{cc} . S_{dd} est le mode différentiel qui décrit la réponse du circuit en mode différentiel quand il est excité en mode différentiel en entrée. Les quatre paramètres de ce mode donnent alors la réflexion et la transmission en entrée et en sortie du circuit, comme dans le

le filtre en échelle, la fréquence d'antirésonance du résonateur parallèle est proche de la fréquence de résonance du résonateur série. Nous pouvons observer que la performance dans la bande de la réjection du filtre en treillis est meilleure que pour le filtre en échelle. Mais le filtre en échelle est plus sélectif que le filtre en treillis en bord de bande passante. Pour combiner les avantages de chaque topologie de filtre, nous pouvons mettre en cascade ces deux types de filtre.

III.1.3. Etude des filtres échelle-treillis (ou treillis-échelle)

Nous avons étudiés les deux grandes familles de filtre à couplage électrique des résonateurs. Ces deux filtres peuvent être mis en cascade afin de réaliser un filtre unique pour filtrer un signal "balanced". Un schéma de cette mise en cascade est présent sur la figure III-36 [56].

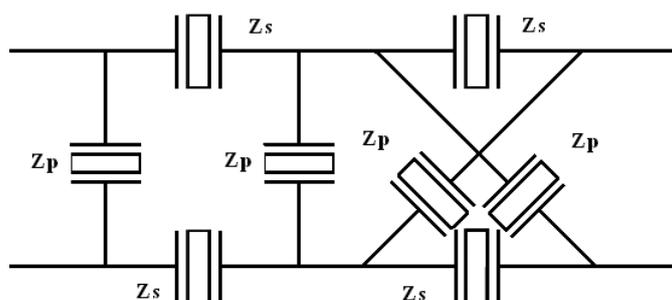


Figure III-36 : Filtre échelle-treillis

Les réponses de chaque filtre ainsi que celle du filtre total sont présentés sur la figure III-37. Les réponses sont calculées en utilisant la méthode des modes mixtes.

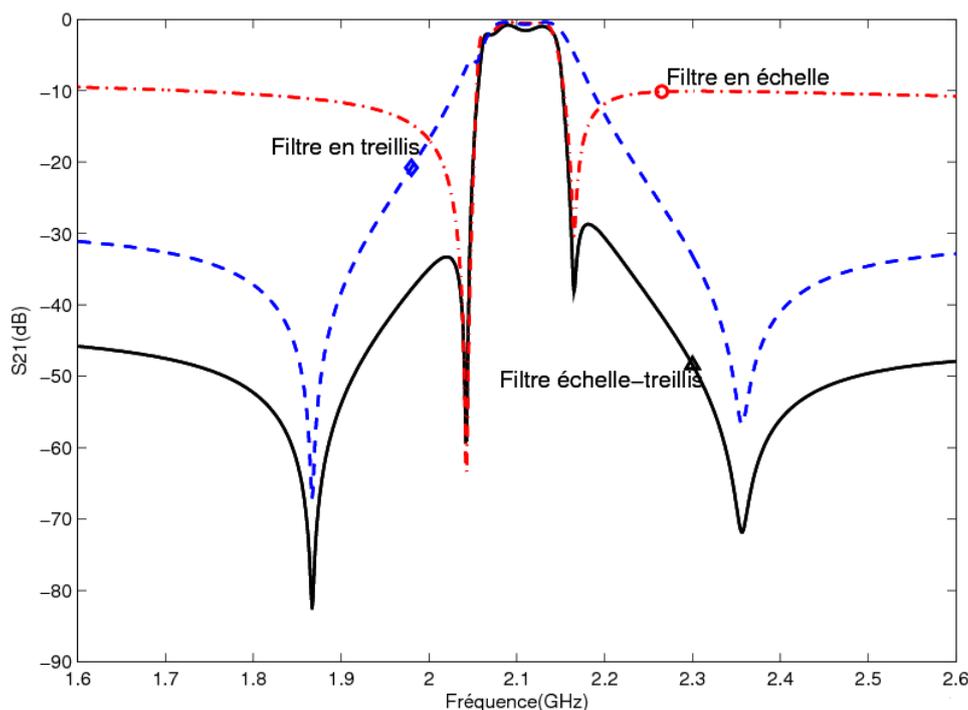


Figure III-37 : Réponses du filtre échelle-treillis

Nous pouvons observer que la bande passante du filtre total est égale à celle de filtre en échelle. Par rapport au filtre en échelle, ce filtre a une meilleure réjection hors bande. Par rapport au filtre en treillis, il a une meilleure sélectivité en bord de bande. Ce filtre réussit donc à combiner les avantages de deux catégories.

III.2. Filtres à couplage mécanique (acoustique) des résonateurs

Ce type de filtre utilise le couplage mécanique (ou couplage acoustique) entre résonateurs. Les plus communs sont le SCF (Stacked Crystal Filter) et le CRF (Coupled Resonator Filter) [57].

En pratique, le filtre est constitué de l'association en cascade de N cellules (SCF ou CRF) qui conduiront à un filtre à N pôles.

III.2.1. Etude des filtres SCF

En 1973, Ballato décrit un Stacked Crystal Filter (SCF) [58]. Le filtre SCF est un filtre important grâce à sa forte atténuation en dehors de la bande passante. Les filtres SCFs sont utilisés principalement pour les filtres à bande passante très

étroite [23] et pour les applications aux plus hautes fréquences (1.2-12GHz) [59, 60, 61, 62]. Le filtre est constitué de résonateurs SCs identiques. La fabrication de ce type de filtre est plus complexe, car il faut déposer au moins deux couches de matériau piézoélectrique et trois niveaux d'électrode sur le substrat.

III.2.1.1. Etude 1D du résonateur SC

On peut résumer le résonateur SC à l'empilement de deux résonateurs piézoélectriques (Figure III-38). L'électrode du milieu est connectée au plan de masse et l'électrode supérieure ainsi que l'électrode inférieure sont utilisées comme ligne d'entrée et de sortie. L'électrode du milieu fonctionne comme un bouclier, le signal ne peut donc pas passer de l'entrée à la sortie. L'énergie acoustique peut être transférée de la ligne d'entrée à la ligne de sortie uniquement à la fréquence de résonance.

En utilisant le modèle analytique 1D que nous avons présenté dans la partie VII du chapitre II, nous pouvons obtenir le comportement sans pertes de ce résonateur. Notre première étude commence par une analyse large bande (Figure III-39). Nous avons choisi, par exemple, des électrodes en molybdène de 100 nm d'épaisseur et du nitrure d'aluminium comme matériau piézoélectrique. Nous fixons l'épaisseur d'AlN à 1.55 μm et la surface est de 20 000 μm^2 (100x200 μm^2).

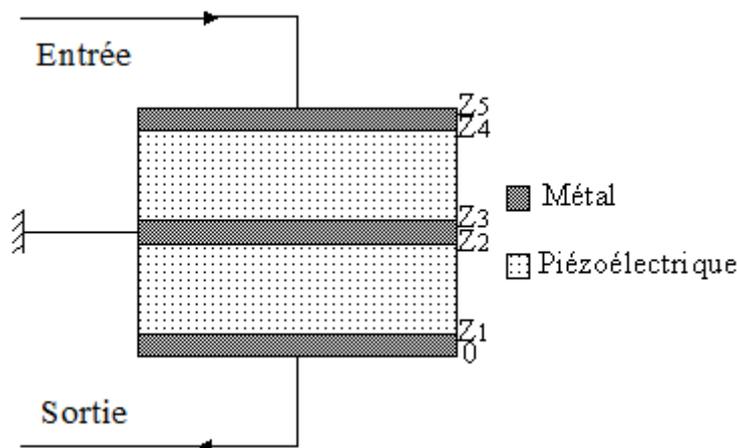


Figure III-38 : Résonateur SC

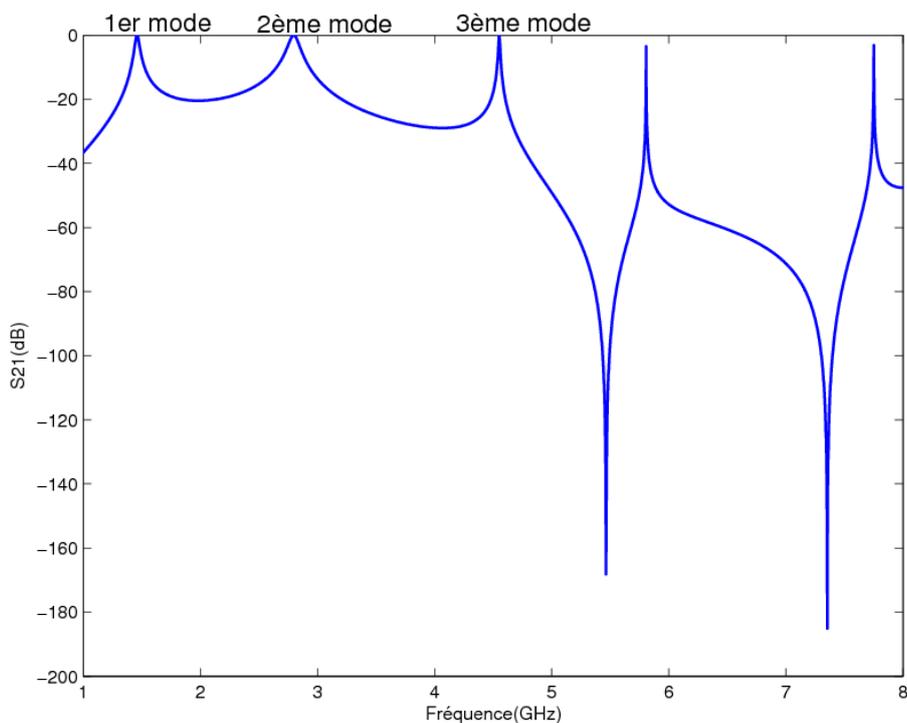


Figure III-39 : Analyse large bande du résonateur SC

En ne tenant pas compte des pertes, le résonateur SC peut être modélisé par le circuit équivalent de la figure III-40 [59]. Comme le résonateur SC est constitué de l'empilement de deux résonateurs BAW, il utilise les mêmes éléments du modèle BVD. $2L_m$ et $C_m/2$ présentent l'empilement des résonateurs lors d'une connexion en série. Deux capacités C_o présentent les deux résonateurs dont l'électrode commune est connectée à la masse (électrode du milieu).

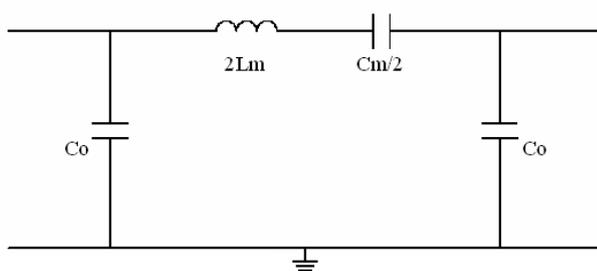


Figure III-40 : Circuit équivalent du résonateur SC

Nous pouvons utiliser la méthode que nous avons étudiée dans le chapitre II (méthode des moindres carrés) pour calculer la valeur des différents éléments présentés sur la figure III-40. Les valeurs de ces éléments seront différentes selon le mode utilisé. A partir de ces calculs, une comparaison des résultats de trois modes est présentée sur la figure III-41. Nous pouvons voir que la fréquence de

résonance la plus intéressante, pour l'application du filtre à large bande passante, est sur le deuxième mode. Les bandes passantes (-3dB) pour les trois modes sont respectivement 18MHz, 92MHz et 12MHz (mode 1,2 et 3).

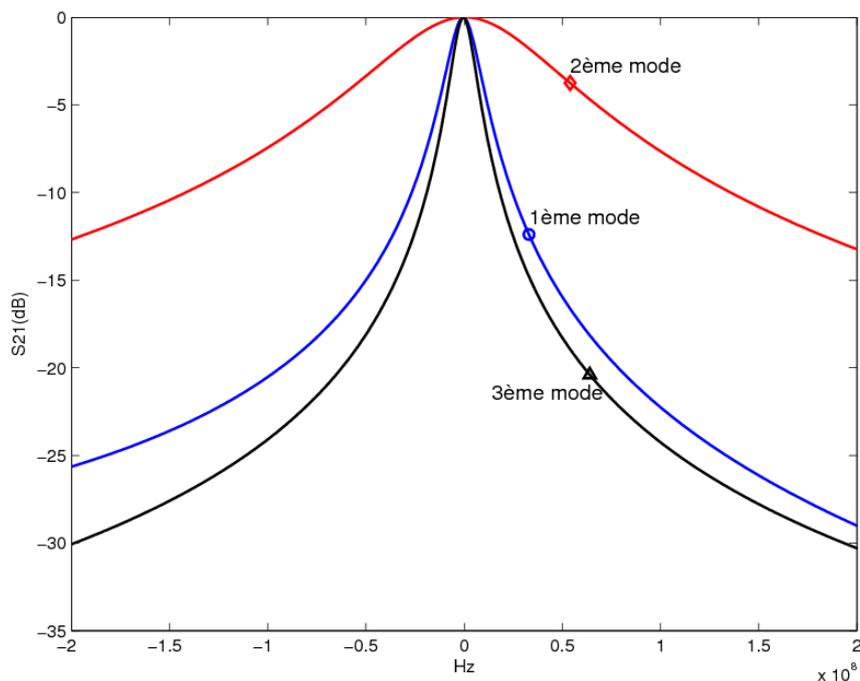


Figure III-41 : Bande passante normalisée des trois premiers modes

A l'aide du logiciel Matlab, nous pouvons tracer la vibration mécanique qui est présentée sur la figure III-42. Le tracé des amplitudes de vibrations mécaniques normalisées nous permet d'apporter une explication physique aux observations précédentes.

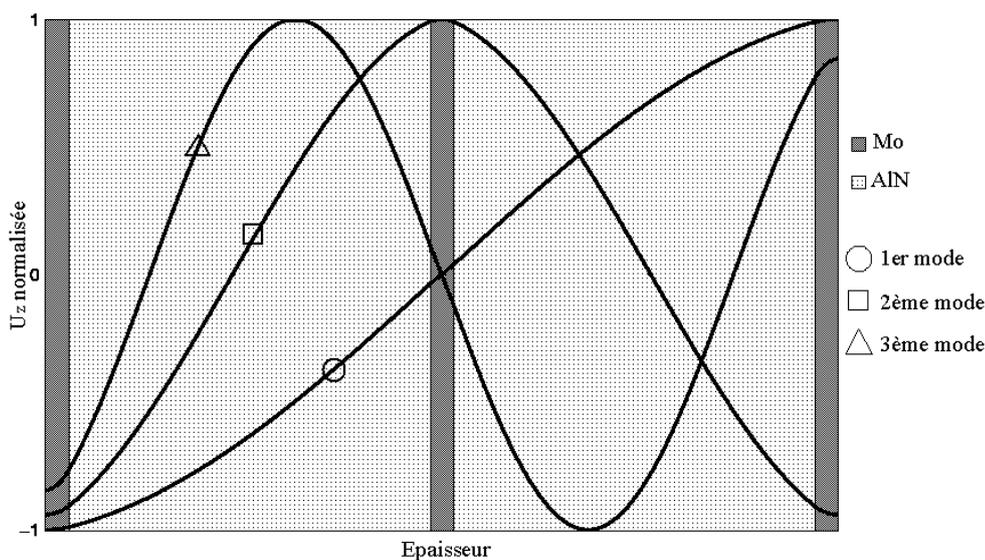


Figure III-42 : Vibration mécanique d'un résonateur SC

Le premier mode correspond à une résonance en $\lambda/2$ sur l'ensemble de la structure. Chacun des résonateurs participe donc à la résonance en tant que quart de longueur d'onde. Nous pouvons voir que la vibration mécanique normalisée est maximum aux extrémités du résonateur, car c'est le mode fondamental du résonateur SC. Pour les autres modes, les vibrations mécaniques normalisées ne sont pas maximales quand le potentiel électrique est maximum (sur les électrodes à l'extrémité). Pour le deuxième mode, la structure vibre en λ . Le couplage est maximum puisque chaque résonateur vibre en $\lambda/2$, c'est-à-dire sur le mode fondamentale de chaque résonateur. Sur ce mode la résonance est la plus large en bande et les pertes sont les plus faibles. Les échanges d'énergie entre les résonateurs sont maximaux. Cette explication est confirmée dans le calcul de la vibration mécanique. Pour le deuxième mode, les vecteurs de l'induction électrique D dans les deux couches piézoélectrique ont des valeurs opposées (pour faciliter le calcul et normaliser la vibration mécanique, on définit D égal à ± 1 dans le programme Matlab). C'est à dire, les énergies s'échangent totalement entre les deux résonateurs. Pour le premier mode et troisième mode, les vecteurs ont même valeur dans les deux couches piézoélectriques. Le troisième mode est plus découplé puisque le désaccord de phase entre la vibration et le potentiel électrique appliqué est plus fort (sur les électrodes à l'extrémité).

III.2.1.2. Application au filtrage

Sur la figure III-41, la réponse du deuxième mode de résonance en λ nous fournit la possibilité de faire un filtre. Pour améliorer les performances dans la bande passante et dans la bande de réjection, la mise en cascade de trois résonateurs SC connectés électriquement a été réalisée, cela conduit à la réalisation d'un filtre 3 pôles. Nous présentons sur la Figure III-43 la transmission et la réflexion d'un tel filtre (sans pertes).

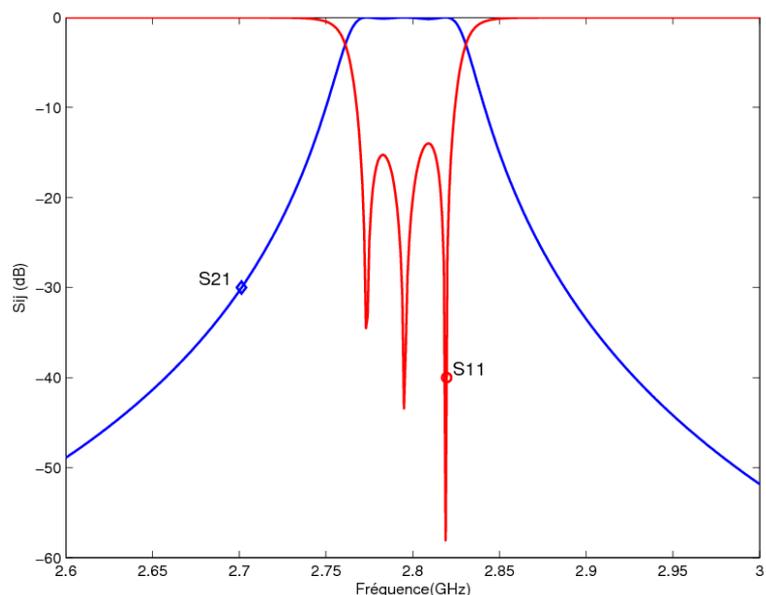


Figure III-43 : Réponse du filtre SCF 3 pôles

Nous simulons le filtre avec le logiciel ADS (Schematic) en utilisant le circuit équivalent que nous avons obtenu pour le deuxième mode. Le schéma utilisé est indiqué figure III-44.

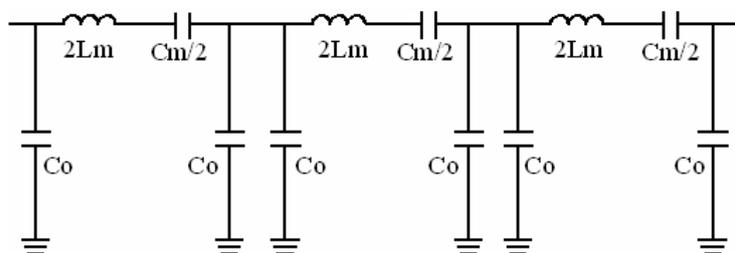


Figure III-44 : Schéma utilisé sous ADS

La comparaison entre des filtres SCF à 1, 2 et 3 pôles est présentée figure III-45. Les simulations ont été effectuées sans pertes. Nous vérifions que le filtre 3 pôles a une meilleure sélectivité par rapport aux filtres 1 et 2 pôles. Cependant les pertes d'insertion deviennent plus fortes quand le nombre de pôles du filtre augmentent. Nous retrouvons bien des valeurs respectant la théorie du filtrage.

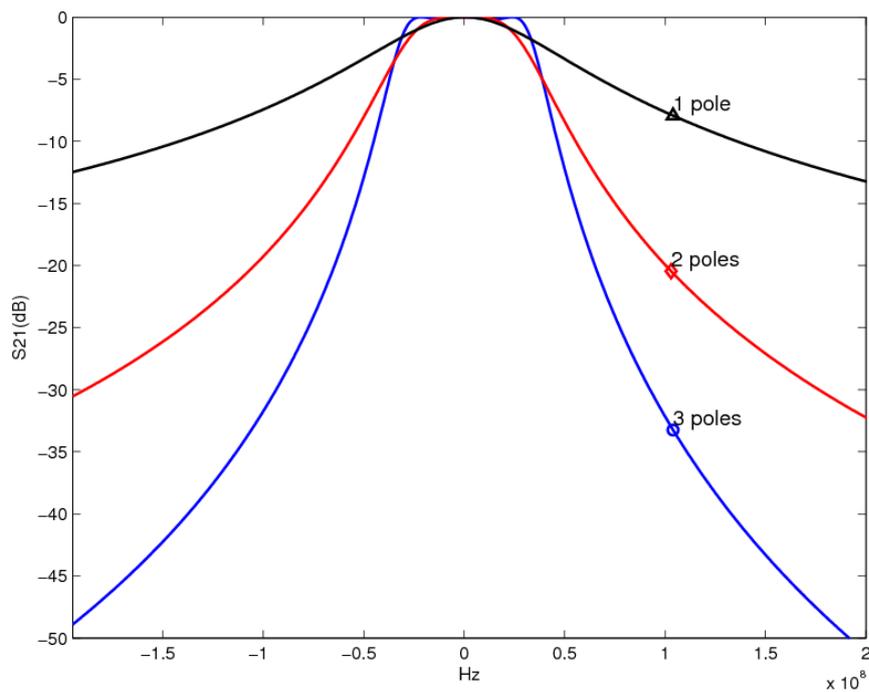


Figure III-45 : Comparaisons de la réponse de filtres SCF en fonction du nombre de pôles

K.M.Lakin propose un résultat expérimental pour un filtre SCF deux pôles sur la figure III-46, et une réponse large bande est présentée figure III-47 [60].

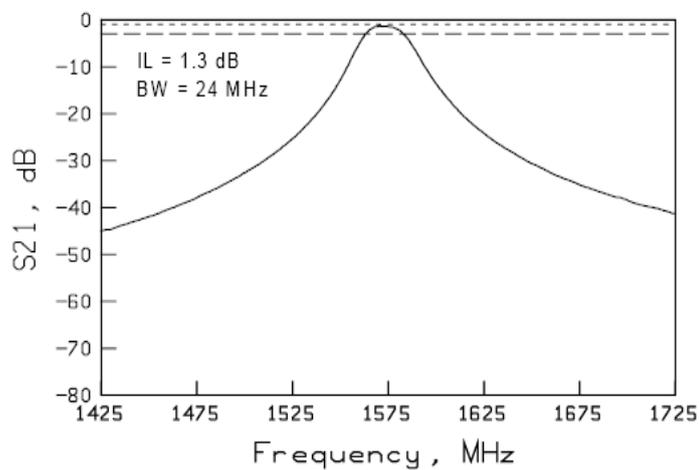


Figure III-46 : Réponse d'un filtre deux pôles à résonateur SC

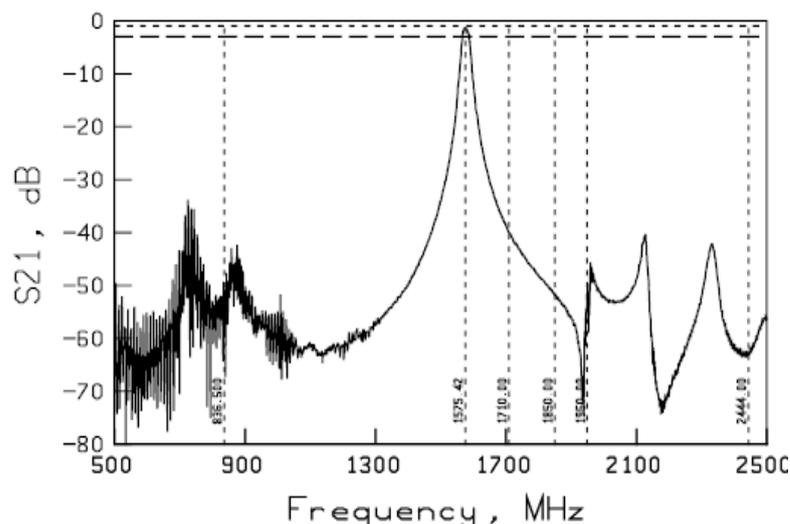


Figure III-47 : Réponse large bande du filtre

Le filtre SCF offre une très bonne performance, mais la bande passante des filtres SCF peut être augmentée en réalisant un couplage acoustique entre les résonateurs. On parle alors de CRF “Coupled Resonator Filter”.

III.2.2. Etude des filtres CRF

La figure III-48 présente l’empilement d’un filtre CRF 2 pôles. Le filtre CRF a besoin de deux couches piézoélectriques, quatre couches d’électrode et de couches de couplage. Afin de bien supporter le filtre, un réflecteur de Bragg est utilisé pour isoler le filtre du substrat. De plus, la réponse du filtre à couplage mécanique est améliorée en utilisant la structure SMR [33].

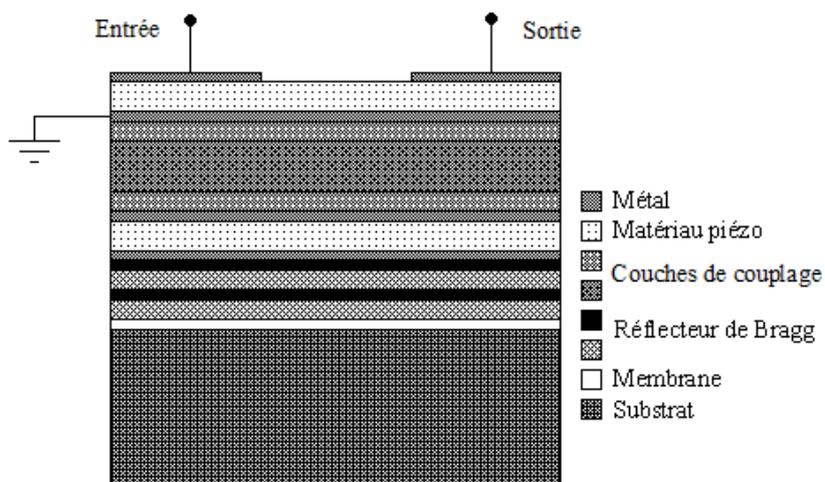


Figure III-48 : Filtre à couplage acoustique de résonateurs (CRF 2 pôles)

Pour le filtre SCF, la bande passante du filtre est limitée par le couplage des deux résonateurs qui agissent comme un résonateur fonctionnant sur le deuxième mode. Les limites de la configuration SCF peuvent être améliorées en réduisant le couplage acoustique entre les deux résonateurs. Dans ce cas, les deux résonateurs fonctionnent de manière indépendante sur le premier mode. Cette configuration s'appelle Coupled Resonator Filtre ou CRF [57].

Le CRF reprend l'idée du SCF, le couplage entre les résonateurs est ajusté par l'insertion de couches intermédiaires ce qui permet de contrôler la largeur de la bande passante du filtre. Ce dispositif peut être décrit par le schéma à éléments localisés de la figure III-49 où C_o , C_m , L_m et R_m sont les éléments classiques de la représentation d'un résonateur piézoélectrique au voisinage de la résonance. Pour représenter la transformation entre l'énergie électrique et l'énergie mécanique, nous introduisons un transformateur. N présente le rapport de transformation électromécanique. C_c décrit le couplage inter-résonateur [61].

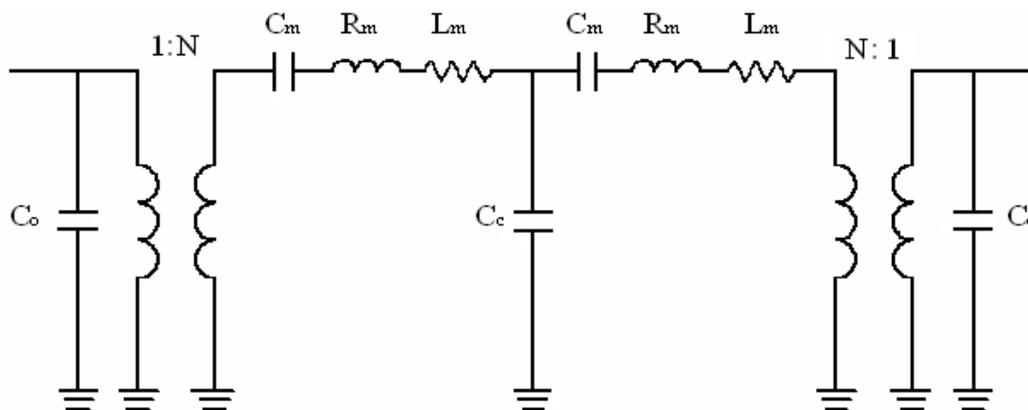


Figure III-49 : Schéma électrique équivalent à éléments localisés

La figure III-50 présente l'évolution de la réponse en transmission du filtre au voisinage de la fréquence de résonance en demi-longueur d'onde des résonateurs pour différentes valeurs de couplage (différentes épaisseurs des couches de couplage). Nous pouvons observer que lorsque le couplage entre les résonateurs est optimal (ou critique), la bande passante du filtre est maximale.

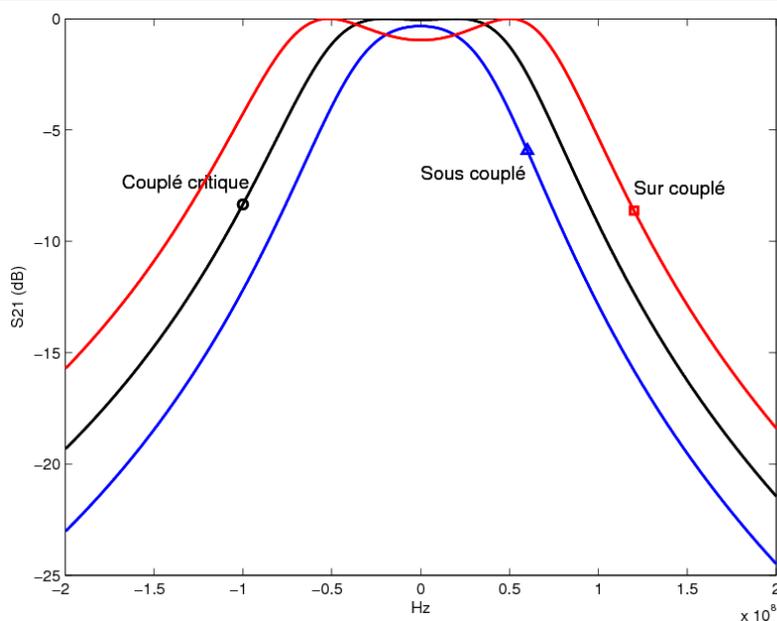


Figure III-50 : Variation de la réponse en transmission du filtre pour différents niveaux de couplage entre résonateurs

Nous avons tracé la transmission et la réflexion d'un filtre CRF 1 pôle idéal avec deux résonateurs couplés par le trio de couches (SiO₂/ Pt/ SiO₂) (figure III-51). A titre d'exemple, la métallisation en Pt est de 100 nm et les couches d'AlN font 920 nm d'épaisseur. La surface active est de 15 000 μm² et le critère d'optimisation en $\lambda/4$ impose des épaisseurs de 500 nm pour les couches de SiO₂ et de 150 nm pour la couche de Pt. Après calcul, nous pouvons voir que la fréquence centrale est d'environ 2.87GHz pour le filtre CRF 1 pôle.

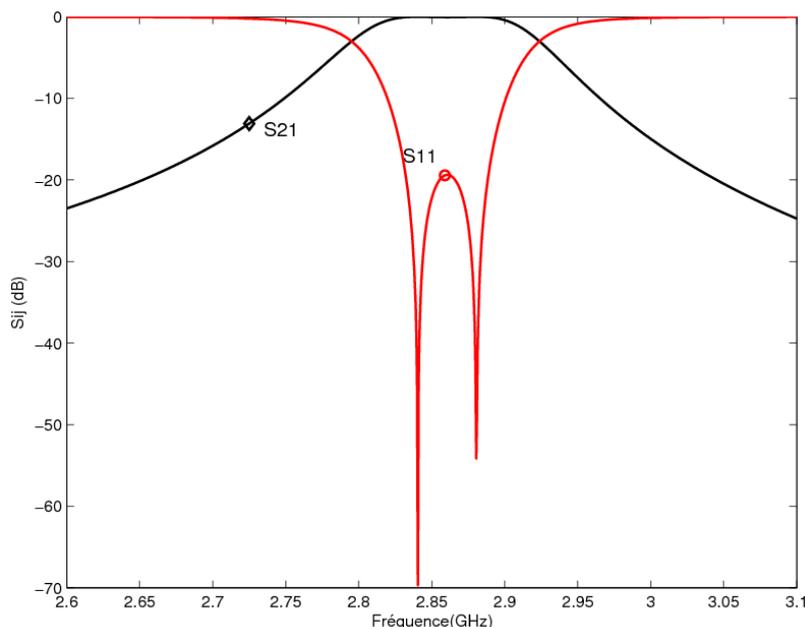


Figure III-51 : Réponse du filtre CRF 1 pôle

Par rapport aux réponses de filtre SCF 1 pôle (résonateur SC, figure III-41), le filtre CRF 1 pôle offre une bande passante plus large et une forte réjection en dehors de la bande passante.

L'amplitude normalisée de la vibration mécanique à la fréquence de résonance est tracée sur la figure III-52. Nous pouvons voir que chaque résonateur fonctionne sur le premier mode.

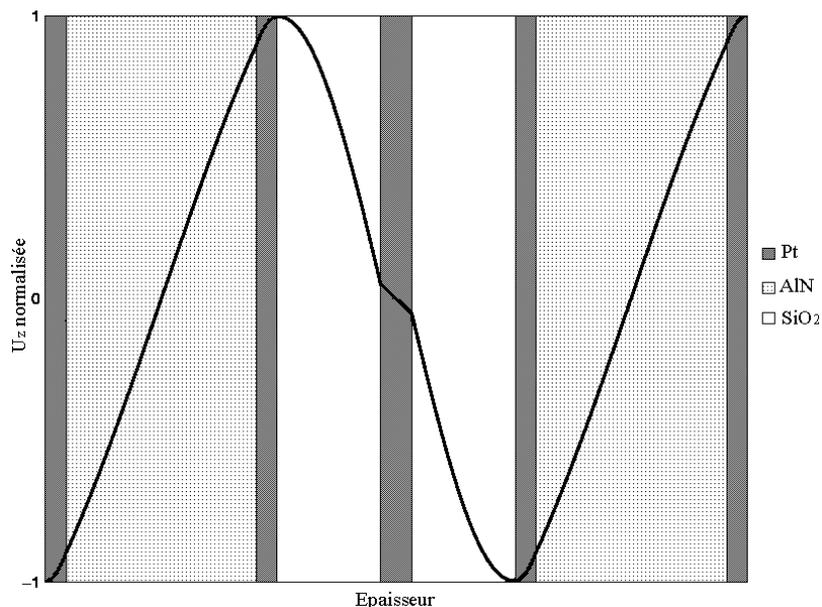


Figure III-52 : Vibration mécanique du filtre CRF

Pour un filtre CRF 1 pôle, en pratique, la bande passante n'est pas toujours suffisamment large et la réjection hors bande passante est trop faible. Nous pouvons alors mettre en cascade deux CRF pour améliorer la sélectivité du filtre et pour avoir une plus forte atténuation en dehors de la bande passante.

La difficulté de ce type de filtre est la réalisation technologique, comme pour le filtre SCF. Il y a beaucoup de couches sur le substrat, les différentes contraintes mécaniques et les orientations cristallines des différentes couches doivent donc être parfaitement maîtrisées.

La figure III-53 présente une réponse de mesure d'un filtre CRF quatre pôles qui a été réalisé par K.M.Lakin [59]. La largeur de bande à -3dB du filtre est approximativement 67 MHz.

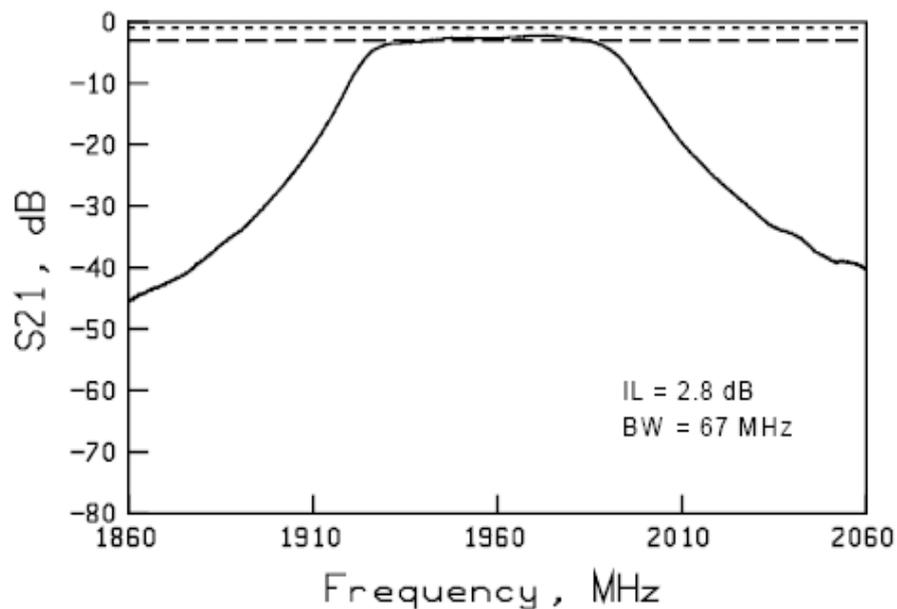


Figure III-53 : Réponse expérimentale d'un filtre quatre pôles CRF

III. 3. Comparaison des différents filtres

Dans cette partie, nous avons présentés les différents types de filtres. La figure III-54 indique une comparaison entre les différentes catégories.

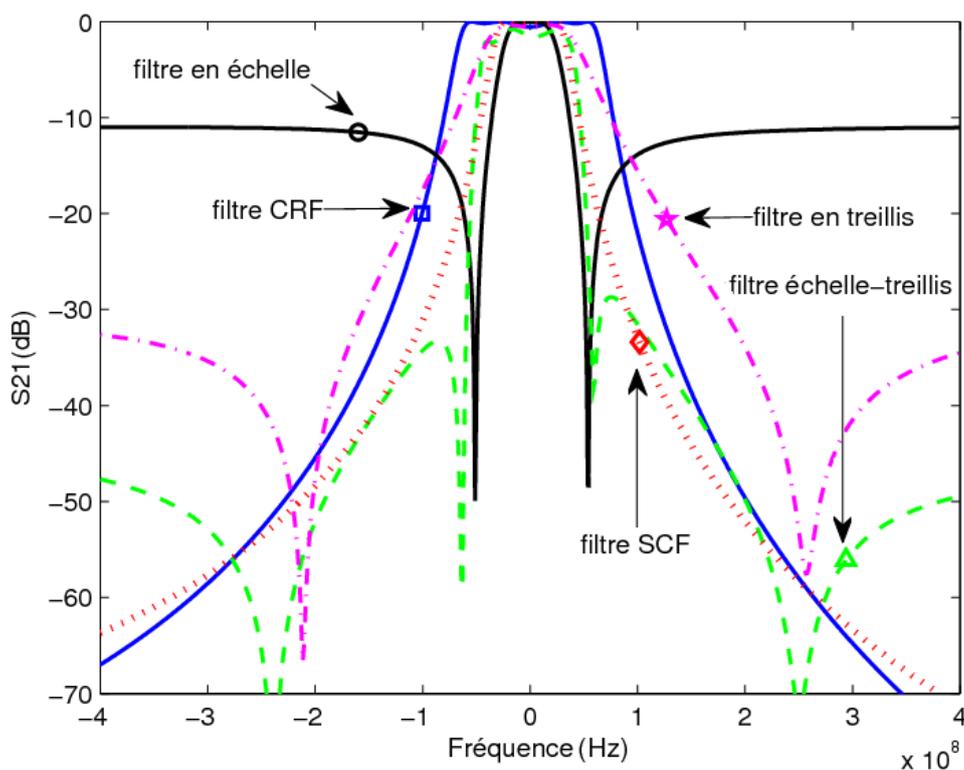


Figure III-54 : Comparaison des différents filtres

Le filtre en échelle a une très bonne sélectivité, mais son inconvénient est la performance dans la bande rejetée. Le filtre en treillis a une très bonne performance dans la bande de réjection, mais la sélectivité est son inconvénient. Le filtre échelle-treillis permet d'obtenir une meilleure réponse pour la sélectivité et hors de la bande passante. Cependant, la mise en cascade de ces deux types du filtre amène des difficultés de fabrication et de synthèse car un grand nombre de pôles est généralement nécessaire.

Le SCF et le CRF présentent les avantages suivants : bande passante plus large, petite taille, faibles pertes d'insertion et bonne performance hors de la bande passante. De plus, le CRF peut avoir une bande passante deux fois plus large que le SCF. Et la fréquence centrale du filtre SCF et CRF peuvent être trois fois plus hautes que le filtre à couplage électrique, car le filtre à couplage mécanique fonctionne plutôt sur le deuxième mode. Cependant, les complexités de fabrication restreignent ses développements. Comparés aux filtres à couplage électrique, les filtres à couplage mécanique occupent moins de place, la bande passante est plus large et la réjection hors bande est meilleure. La fabrication de ce type de filtre est plus complexe car il y a plus de couches qui devront être déposées sur le substrat. Nous présentons dans le tableau III-2 une comparaison des fréquences centrales et des bandes passantes en utilisant la couche d'AlN pour chaque type des filtres.

Type de filtre	f_0	Δf
Filtre en échelle	De 300MHz à 4GHz [12]	0.5-4% * f_0 [33]
Filtre en treillis	De 300MHz à 4GHz [12]	0.5-4% * f_0 [33]
Filtre échelle-treillis	De 300MHz à 4GHz [12]	0.5-4% * f_0 [33]
SCF	De 1.2GHz à 20GHz [61, 62, 63]	0.5-5.5% * f_0 [62, 63]
CRF	De 1.2GHz à 20GHz [61, 62, 63]	Deux fois plus grande que le filtre SCF (1-9% * f_0)

Tableau III-2 : Comparaison des fréquences centrales et des bandes passantes en utilisant la couche d'AlN pour les différents types de filtre

Le filtre en échelle montre une plus grande simplicité de fonctionnement et de réalisation. Il est facile d'obtenir un filtre avec une bonne sélectivité en mettant en cascade des résonateurs. Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter les filtres en échelle qui ont été fabriqués par le CEA-LETI et optimisés grâce à nos méthodes.

IV. Synthèse de filtres en multiples échelle

Pour valider notre méthode de simulation et de conception de filtres nous avons lancé la réalisation de structures que nous avons optimisées. Le laboratoire CEA-LETI à Grenoble a fabriqué les résonateurs SMR et les filtres en échelle et nous avons mesuré les réponses. Nous allons maintenant présenter les réponses de mesure et les comparer aux réponses données par notre modèle.

IV.1. Méthode de simulation

Les épaisseurs de chaque couche, la fréquence de résonance (F_r), la fréquence d'antirésonance (F_a) et la densité de capacité C_o pour le résonateur en série et en parallèle sont données par le laboratoire CEA-LETI et résumés le tableau III-3 :

	Série	Parallèle
Fréquence de résonance (GHz)	2.146	2.077
Fréquence d'antirésonance (GHz)	2.204	2.130
C_o	77.3 (pF/mm ²)	

Tableau III-3 : F_r , F_a et la densité de C_o (fabrication CEA-LETI)

Lors de l'étude du résonateur à électrode flottante, nous avons introduit les expressions de C_m et L_m en fonction de la fréquence de résonance, la fréquence d'antirésonance et la capacité C_o . En utilisant les équations (III-11) et (III-12) et en remplaçant C_o par l'expression en fonction de S , nous avons les valeurs présentées dans le tableau III-4. A partir de ces expressions et en utilisant la méthode que nous avons décrite précédemment, nous pouvons optimiser le filtre.

Série	Parallèle
$C_o=77.3*S$ (pF)	$C_o=77.3*S$ (pF)
$C_m=4.235*S$ (pF)	$C_m=3.995*S$ (pF)
$L_m=1.299/S$ (nH)	$L_m=1.470/S$ (nH)

Tableau III-4 : Expressions de C_o , C_m et L_m en fonction de S

La figure III-55 présente la réponse en transmission du filtre que nous avons optimisé, la réponse du résonateur en série et la réponse du résonateur en parallèle. Les surfaces optimisées pour le résonateur en série et en parallèle sont respectivement de 0.01mm² et 0.04mm².

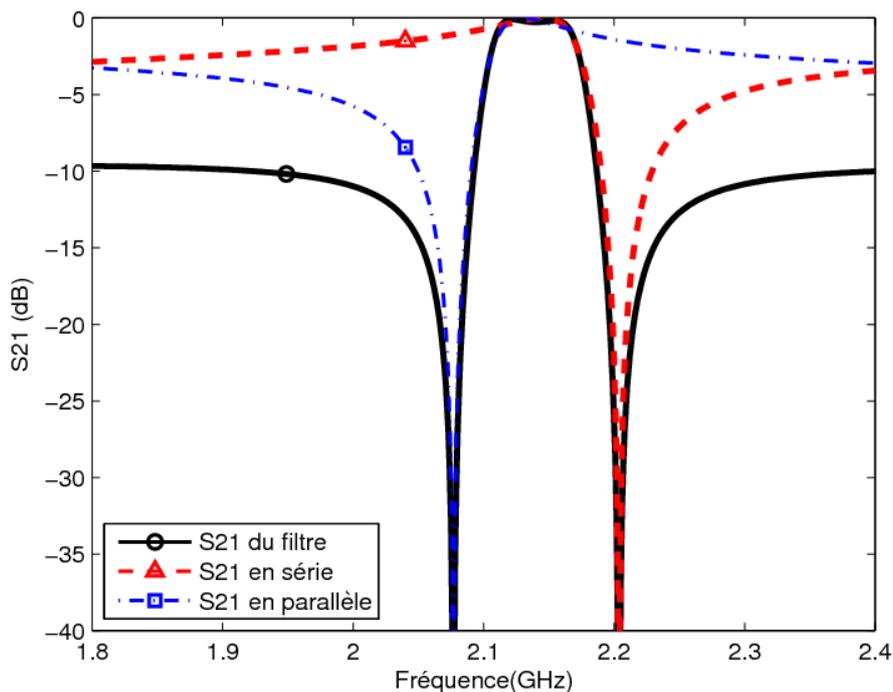


Figure III-55 : Réponses simulées du filtre et des résonateurs

IV.2. Le résonateur en technologie SMR

Pour éviter les modes parasites, l'électrode supérieure est apodisée. Une pièce qui possède deux murs parallèles favorise le phénomène de réflexion et constitue un foyer potentiel de résonances acoustiques. Pour "casser" ces résonances, l'architecture des salles de spectacles n'est pas symétrique et ne possède pas de murs parallèles. La technique d'apodisation permet donc de supprimer les modes parasites de la réponse électrique. Cette technique est indiquée sur la figure III-56 [64].

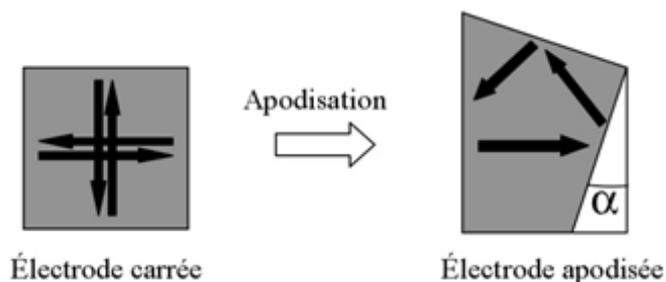


Figure III-56 : Apodisation d'une électrode carrée

La figure III-57 présente la géométrie d'un résonateur en série fabriqué par le CEA-LETI. Les couches du réflecteur de Bragg sont constituées de SiOC et SiN. Cette géométrie d'électrode supérieure réduit les modes parasites. Pour ce

résonateur, la surface est 0.04mm^2 . En utilisant les équations du tableau III-3, les valeurs de C_o , C_m et L_m sont respectivement égales à 3.057pF , 0.167pF et 32.84nH . La figure III-58 présente une comparaison entre les réponses de mesure et les réponses simulées avec les valeurs des éléments du modèle BVD. Les fréquences de résonance et d'antirésonance théoriques sont respectivement égales à 2.146GHz et 2.204GHz .

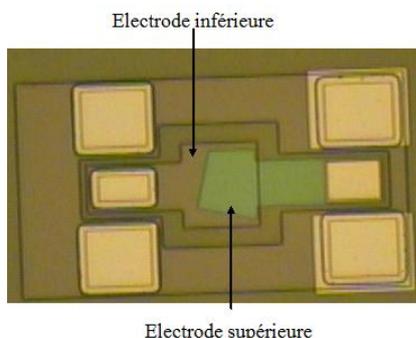


Figure III-57 : Résonateur réalisé par le CEA-LETI

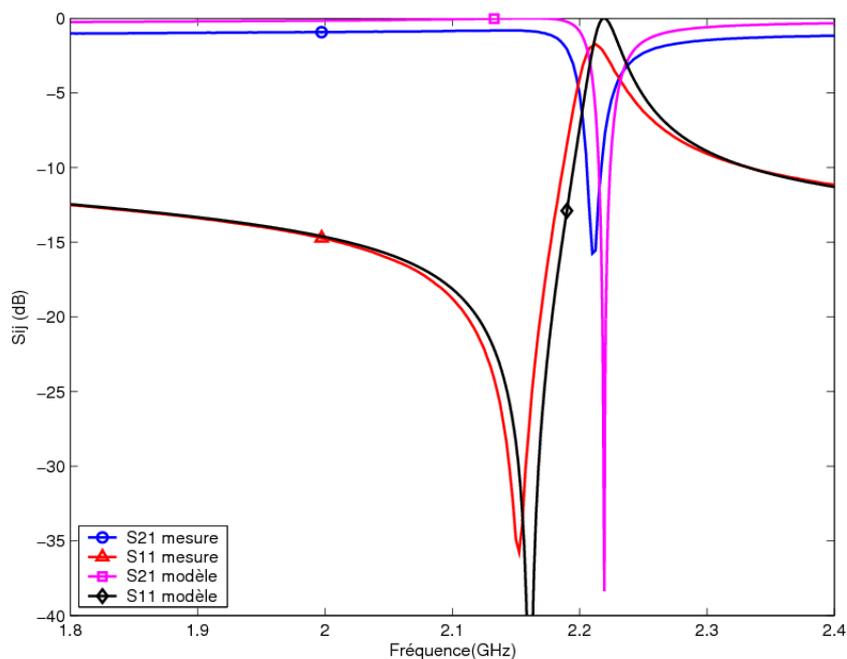


Figure III-58 : Comparaison entre les réponses de mesure et du modèle BVD

Sur la figure III-58, nous pouvons observer qu'il y a un léger décalage entre les deux réponses. Les différences de fréquence peuvent être expliquées par les influences de la structure. A partir des réponses de mesure, nous vérifions que la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance sont égales à 2.152GHz et 2.212GHz . Nous recalculons les valeurs de C_m et L_m qui sont alors égales à 0.173pF et 31.64nH . Pour obtenir une meilleure adaptation entre les réponses de simulation et les réponses de mesure, nous pouvons ajouter les pertes dans la

simulation en utilisant le modèle BVD avec pertes (figure II-9). En effet, nous pouvons calculer des pertes électriques dans les électrodes métalliques du résonateur $R_s \approx 1.08 \Omega$. A partir du facteur de qualité mesuré à la fréquence de résonance ($Q_0 = 165$) et en utilisant l'équation II-38, nous pouvons calculer les pertes mécaniques $R_m + R_s \approx 2.59 \Omega$. Les pertes mécaniques (R_m) qui sont amenées par les électrodes R_m sont égales à 1.51Ω . Si nous rajoutons ces pertes dans la simulation, nous pouvons voir, sur la figure III-59, que les résultats sont alors en meilleur accord avec la mesure. A partir de l'équation II-28, nous pouvons dire que les pertes diélectriques dans la couche piézoélectrique présentent une valeur très faible par rapport aux R_m et R_s , nous ne les avons donc pas ajoutées dans notre simulation.

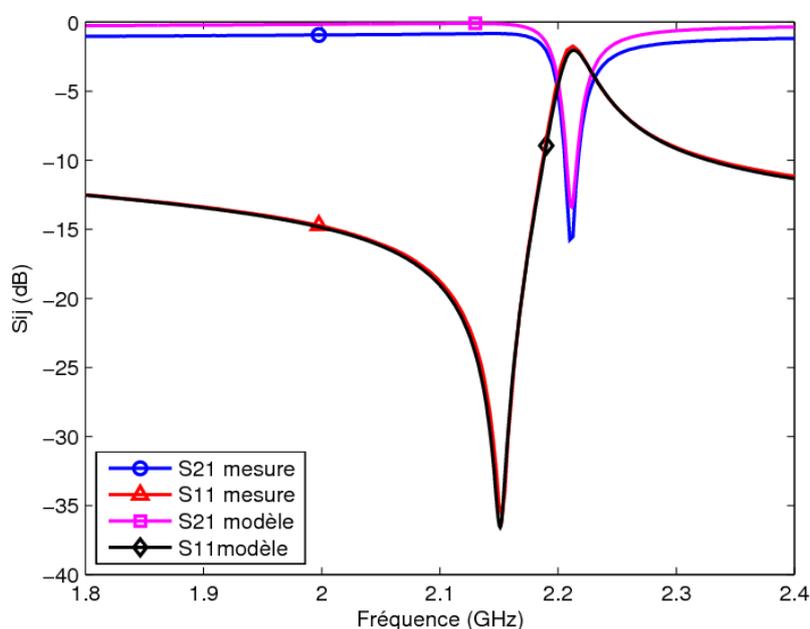


Figure III-59 : Comparaison entre les réponses de mesure et du modèle BVD avec pertes

Nous avons calculé l'impédance pour ce résonateur par la méthode que nous avons détaillée dans le chapitre II (équation II-80). La figure III-60 présente la comparaison entre l'impédance calculée par notre méthode et l'impédance mesurée. Nous pouvons observer que la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance calculées sont inférieures aux réponses de mesure. La première raison est l'influence de la structure du résonateur. La deuxième s'explique par les valeurs des paramètres des différents matériaux (densité, constante de rigidité, vitesse acoustique...) obtenus lors la fabrication. Ces valeurs ne sont pas strictement identiques aux valeurs théoriques que nous utilisons dans la simulation,

car nous n'avons pas les paramètres mesurés des matériaux déposés par le LETI. Le décalage entre les deux courbes est d'environ 1%.

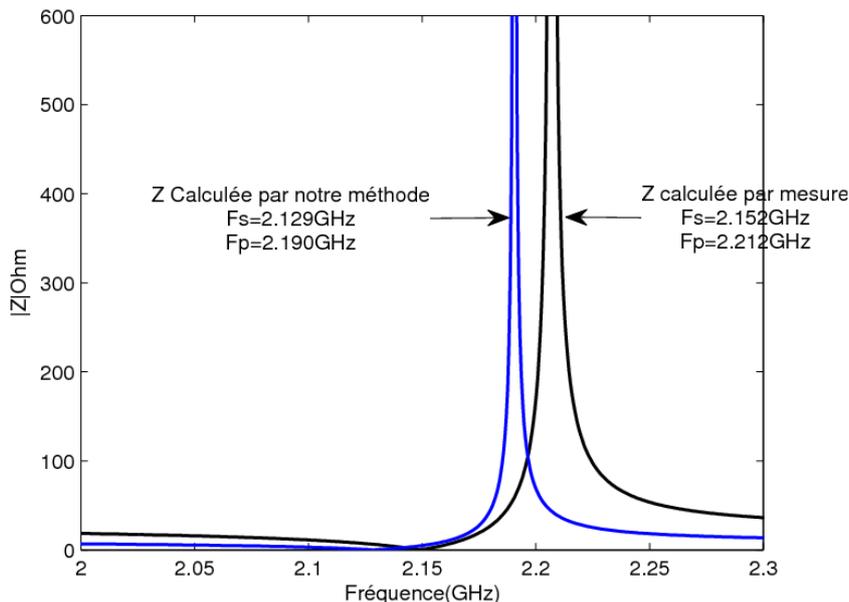


Figure III-60 : Comparaison entre l'impédance calculée par notre méthode et l'impédance mesurée

IV.3. Les filtres en échelle en technologie SMR

La figure III-61 présente un filtre 2 pôles (a) et un filtre 3 pôles (b) en échelle sur structure SMR qui a été fabriqué par le CEA-LETI.

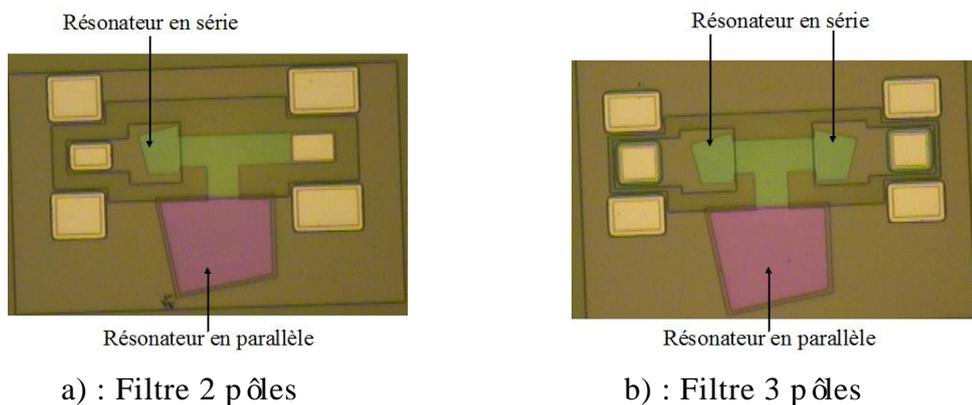


Figure III-61 : Filtre en échelle sur structure SMR

La comparaison entre les réponses de mesure et de simulation est présentée sur la figure III-62 pour le filtre 2 pôles. Nous n'avons pas tenu compte des pertes lors de l'optimisation, la réponse de mesure présente donc de plus fortes pertes d'insertion (1.5dB). Mais les bandes passantes et les fréquences de résonance sont

pratiquement identiques ($\Delta f=55\text{MHz}$).

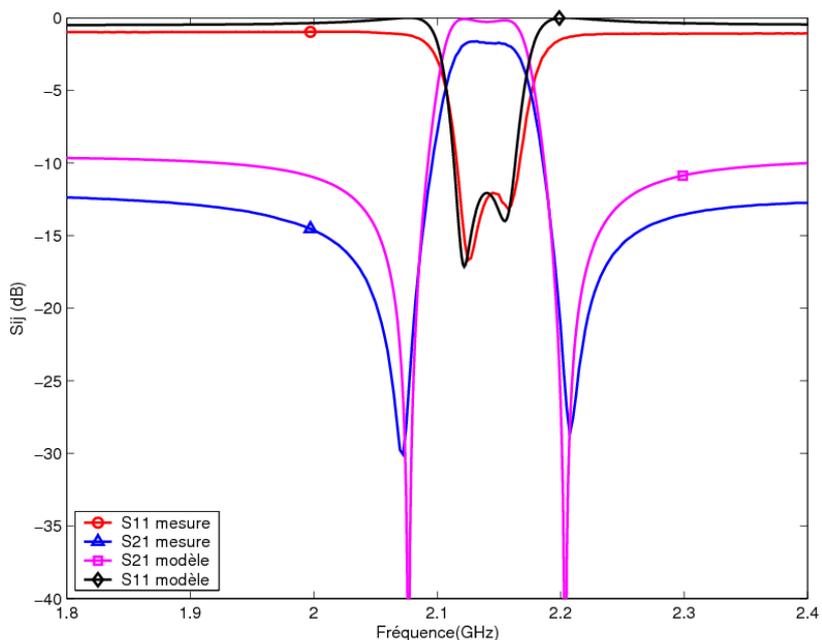


Figure III-62 : Réponses mesurées et optimisées sans pertes pour un filtre 2 pôles

Si nous ajoutons les pertes dans la simulation du filtre en tenant compte des Q_0 mesurés, les réponses ont une meilleure adaptation (figure III-63). Les pertes d'insertion simulées sont égales à 1.4dB, et les deux bandes passantes se superposent parfaitement.

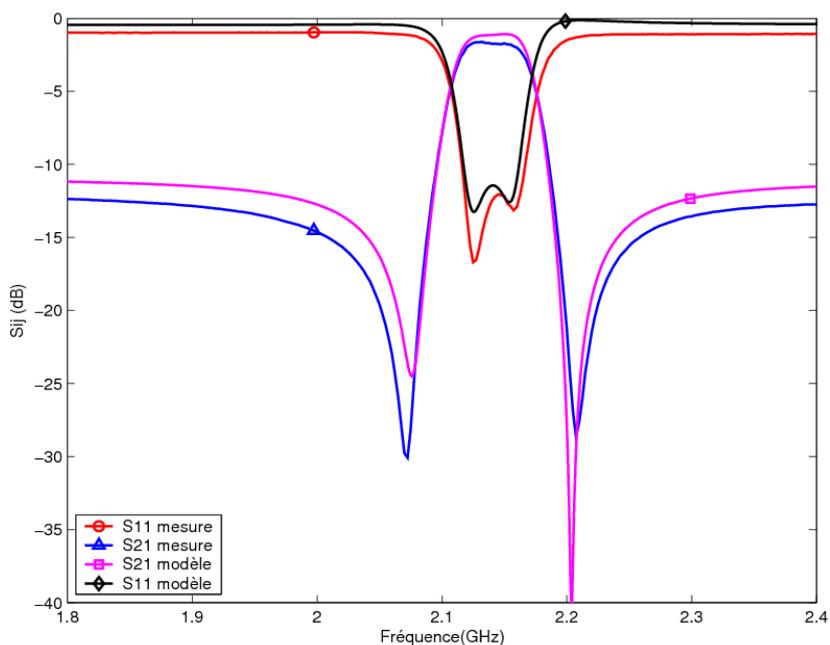


Figure III-63 : Réponses mesurées et optimisées avec pertes pour un filtre 2 pôles

Les réponses du modèle et de la mesure pour filtre 3 pôles sont présentées sur la figure III-64. Comme le filtre 2 pôles, ils ont pratiquement la même bande passante (55MHz) mais des pertes d'insertion différentes. En rajoutant les pertes, les réponses s'adaptent bien mieux (figure III-65).

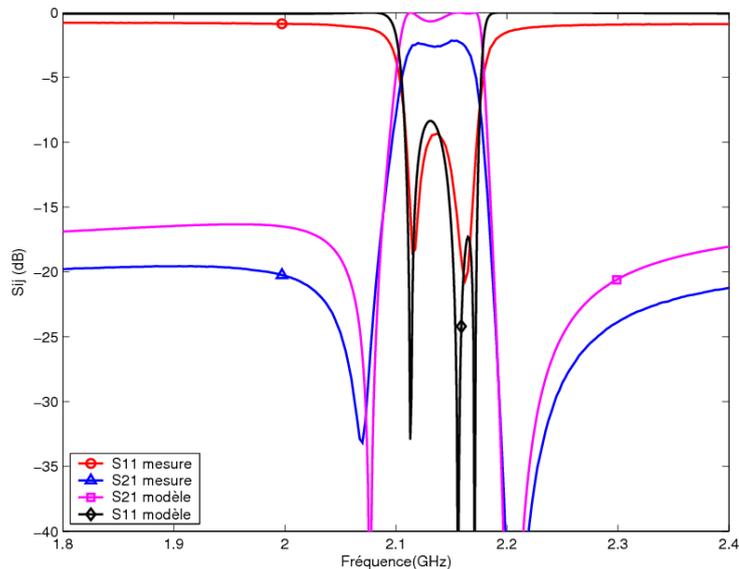


Figure III-64 : Réponses mesurées et optimisées sans pertes pour un filtre 3 pôles

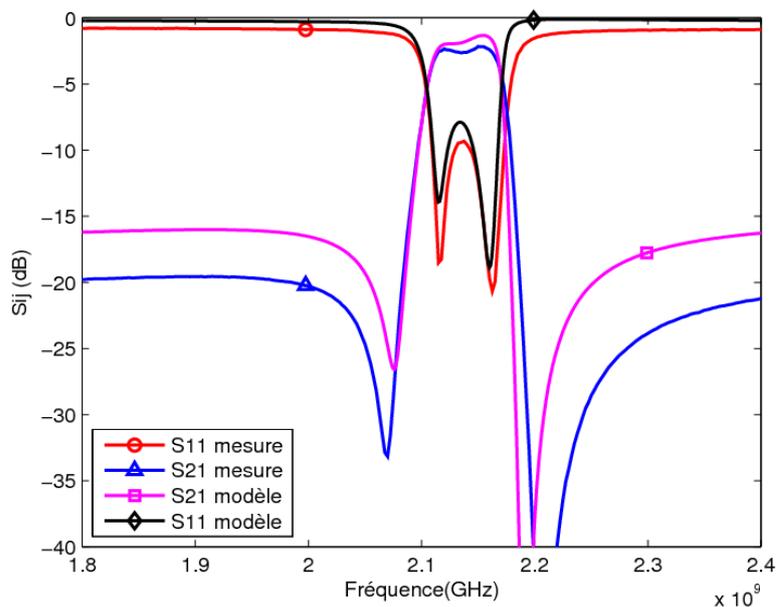


Figure III-65 : Réponses mesurées et optimisées avec pertes pour un filtre 3 pôles

V. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait des études approfondies sur tous les types des résonateurs piézoélectriques. Nous avons étudié le principe du réflecteur de Bragg qui nous apporte un plus dans la compréhension du comportement de résonateurs SMR. Nous avons tracé les vibrations mécaniques normalisées pour tous les types des résonateurs. Cela nous a permis de mieux cerner le fonctionnement de ces résonateurs. Le résonateur à électrode flottante a été utilisé pour résoudre les problèmes que nous avons rencontrés lors de la fabrication (Chapitre IV). Nous avons aussi montré une méthode pour le simuler avec la structure totale (simulation piézoélectrique couplée avec des simulations électromagnétiques à 2.5D).

Ensuite, nous avons présenté des synthèses de filtres. Dans un premier temps, nous avons étudié le filtre en échelle, le filtre en treillis et le filtre échelle-treillis (ou treillis-échelle). Ces filtres sont des filtres à couplage électrique. Nous avons également proposé la structure à électrode flottante pour la topologie de filtre en échelle. Ces filtres ont été fabriqués dans la salle blanche d'XLIM et nous allons les présenter dans le chapitre IV.

Les filtres à couplage mécanique comme le filtre SCF (Stacked Cristal Filter) et le filtre CRF (Coupled Resonator Filter) ont été proposés dans ce chapitre. Nous avons pu simuler ce type de filtre grâce au modèle physique unidimensionnel présenté dans le chapitre II. Une comparaison entre les différents types de filtre a été proposée. Elle permet à l'utilisateur de s'orienter vers la topologie idéale en fonction du gabarit souhaité.

Enfin, nous avons présenté des résonateurs et des filtres en échelle que nous avons optimisés et qui ont été fabriqués par le CEA-LETI. Les réponses des filtres mesurés dans notre laboratoire nous ont permis de valider notre méthode d'optimisation grâce à de très bonnes adaptations entre mesure et simulation.

CHAPITRE IV

Fabrication et mesures de résonateurs

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la fabrication de dispositifs à ondes de volume. Nous allons dans un premier temps présenter les différentes technologies de dépôt et de gravure que nous utilisons pour réaliser nos circuits. Le molybdène (Mo) a été choisi comme métal d'électrode et le nitrure d'aluminium (AlN) a été choisi comme couche piézoélectrique. Trois méthodes ont été utilisées pour le dépôt de la couche d'AlN : la PVD (Physical Vapor Deposition), la PLD (Pulsed Laser Deposition) et la PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Parmi les trois structures de résonateur piézoélectrique que nous avons présentées dans le chapitre I, la structure suspendue sur membrane a été choisie car elle requiert peu d'étapes de fabrication.

Des réponses de mesure de résonateurs fabriqués seront également présentées dans ce chapitre. Le résonateur avec la couche piézoélectrique déposée par la méthode PVD présente les meilleurs résultats des trois méthodes de dépôt. Les réponses de simulation et les réponses de mesure montreront une bonne adaptation fréquentielle.

Lors de la fabrication, nous avons rencontré deux grands problèmes : la gravure d'AlN et la déformation de la membrane. Les problèmes rencontrés lors de la gravure de l'AlN ont pu être contournés grâce à la structure à électrode flottante. Des réalisations et des mesures (sur substrat traditionnel) nous ont permis de valider cette solution. En ce qui concerne les problèmes de déformation mécanique de la membrane, nous avons exploré la piste des substrats SOI (Silicon On Insulator) et les membranes BCB. Les résultats ne se sont pas montrés assez convaincants pour le SOI et les résultats sur BCB seront présentés lors de la soutenance.

II. Technologies de dépôt

Le but de cette partie est de présenter les différentes technologies de dépôt utilisées dans la fabrication de structures BAW. Nous distinguerons deux grandes familles : les dépôts de métaux et les dépôts de matériaux piézoélectriques.

II.1. Les technologies pour le dépôt de métaux

Durant notre fabrication de résonateurs, nous utilisons le molybdène (Mo) comme électrodes et le chrome (Cr) comme couche de protection lors que la gravure du silicium (Si).

II.1.1. Dépôt des électrodes (Pulvérisation cathodique DC)

Le premier dépôt d'un résonateur piézoélectrique est la couche métallique servant d'électrode inférieure. Pour favoriser l'orientation de la couche piézoélectrique et donc son effet piézoélectrique, l'électrode inférieure doit également être orientée. Nous utilisons la méthode par pulvérisation DC présentée figure IV-1. La pulvérisation cathodique DC (ou sputtering) est une technique qui effectue le dépôt des matériaux à partir de la condensation d'une vapeur métallique issue d'une source solide sur un substrat par des ions énergétiques (en général, Ar^+) dans un plasma. La pulvérisation est créée par le changement d'énergie entre les ions et des atomes dans le matériau [65, 66, 67]. Pour provoquer l'ionisation, une tension négative de 3 à 5 kV est portée sous la source et la pression du gaz résiduel dans l'enceinte est comprise entre 1 Pa et 10^2 Pa (entre 0.01 mbar et 1 mbar).

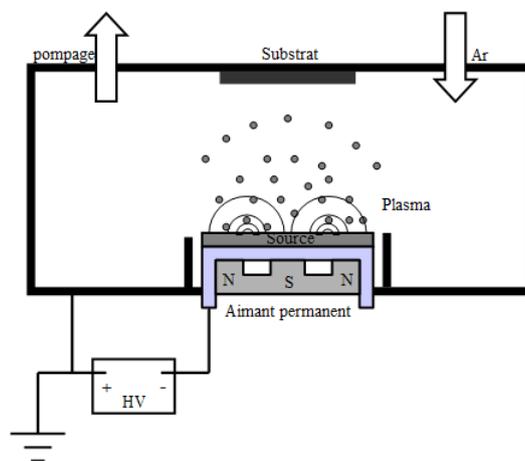


Figure IV-1 : Pulvérisation cathodique

Les avantages de cette méthode de dépôt sont :

- Technique simple à mettre en œuvre
- Bonne adhérence des dépôts
- Bon pouvoir de recouvrement
- Faible porosité de la couche
- Homogénéité de la couche.

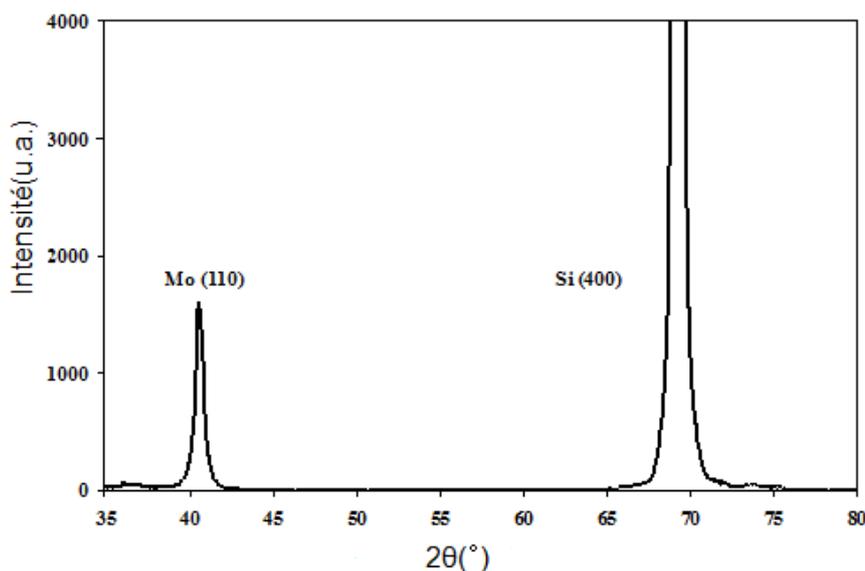


Figure IV-2 : Orientation du Mo sur la membrane SiO_2 à 300°C

Les conditions que nous avons utilisées pour le dépôt du Mo sont présentées dans le tableau IV-1. L'épaisseur du Mo que nous avons déposée est environ 400nm.

Courant électrique	0.45A
Température	300°C
Pression minimale	$\approx 5\text{e-}7\text{mbar}$
Pression du dépôt (Ar)	$1\text{e-}2\text{mbar}$
Temps du dépôt	12m15s

Tableau IV-1 : Conditions pour le dépôt du Mo

La meilleure performance piézoélectrique est obtenue lorsque la couche d'AlN est orientée (002) [68]. Il est cependant nécessaire que l'électrode inférieure en Mo soit orientée (110), car les plans 110 sont perpendiculaires aux plans 002. La couche d'AlN aura donc naturellement une orientation (002). La figure IV-2

présente la mesure d'orientation par diffraction aux rayons X du Mo sur la membrane SiO₂ à 300 °C. Nous pouvons vérifier que la couche de Mo présente l'orientation (110).

II.1.2. Evaporation par effet de JOULE

Nous utilisons l'évaporation pour le dépôt de la couche de Cr. L'évaporation est une méthode beaucoup plus simple car il n'est pas nécessaire d'injecter un gaz pour créer un plasma.

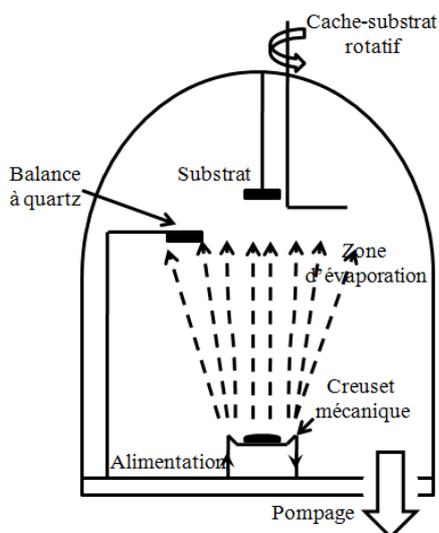


Figure IV-3 : Principe du dépôt par évaporation thermique

La technique d'évaporation thermique consiste à chauffer par effet Joule un matériau qui, vaporisé, va se déposer sur le substrat. Le matériau qui va être évaporé est placé dans un creuset chauffé au-delà de la température d'évaporation du matériau. Ceci s'effectue dans une enceinte, sous vide poussé (10^{-6} mbar). Le chauffage des creusets est effectué grâce à un fort courant électrique. Les atomes ainsi arrachés vont alors se déposer sur le substrat. La figure IV-3 présente cette technique [69].

Les principaux avantages de l'évaporation par effet de JOULE sont les suivants :

- Vitesse de dépôt contrôlable
- Méthode simple d'utilisation
- Haute pureté des matériaux
- Adapté aux applications électriques et optiques

Pour nos circuits, nous déposons 50nm de Cr comme couche de protection lors de la gravure du silicium.

II.2. Les technologies pour le dépôt de couches piézoélectriques

Nous avons utilisé trois méthodes différentes pour le dépôt d'AlN : la PVD (Physical Vapor Deposition), la PLD (Pulsed Laser Deposition) et la PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Il a été montré dans la littérature, que la plus grande efficacité de couplage entre l'onde électrique et l'onde acoustique était obtenue lorsque les couches d'AlN présentaient l'orientation préférentielle (002) [69], c'est-à-dire l'axe c de la maille de l'AlN perpendiculaire à la surface du substrat.

II.2.1. Principe de la PVD (Physical Vapor Deposition)

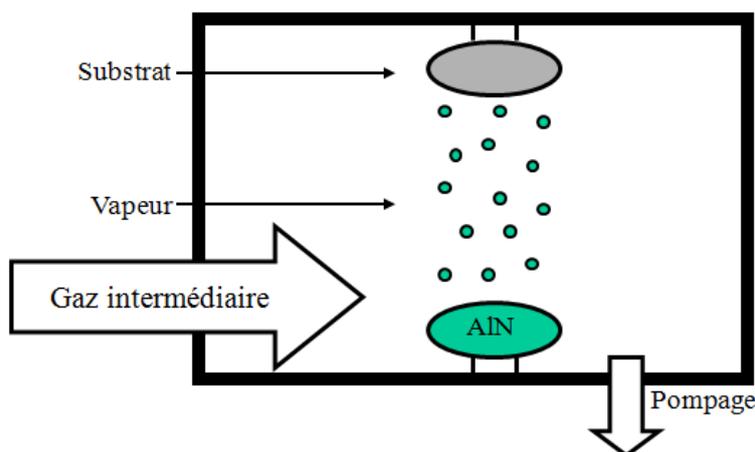


Figure IV-4 : Principe de la PVD

La Physical Vapor Deposition (PVD) est un type de dépôts sous vide et est un terme général utilisé pour décrire toutes les méthodes de dépôt de couches minces par transformation physique. Ce dépôt a été optimisé par B.ABDALLAH, à l'IMN (UMR 6502) de l'université de Nantes [70]. La figure IV-4 présente le principe de la PVD. Un dépôt par PVD peut être résumé par les 3 étapes suivantes :

- le matériau utilisé pour le dépôt est converti en vapeur par des moyens physiques (pulvérisation magnétron DC)
- la vapeur est transportée à travers une région de basse pression, de sa source jusqu'au substrat

- la vapeur subit une condensation sur le substrat pour former la couche mince.

Des spectres de diffraction aux rayons X ont été utilisés pour analyser l'orientation de la couche mince. La figure IV-5 présente la mesure de l'orientation de l'AlN déposé par PVD. On retrouve le pic de diffraction à $2\theta = 36^\circ$, ce qui correspond à l'orientation (002) (axe du cristal).

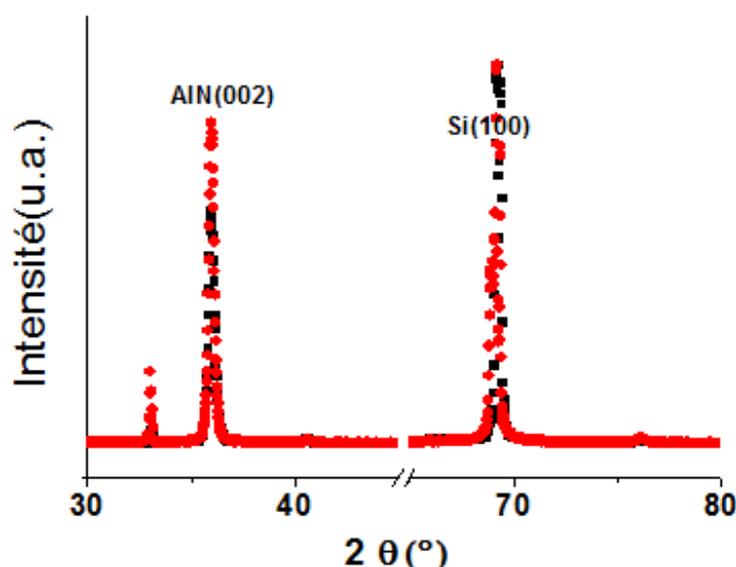


Figure IV-5 : Orientation de l'AlN déposé par PVD

II.2.2. Principe de la PLD (Pulsed Laser Deposition)

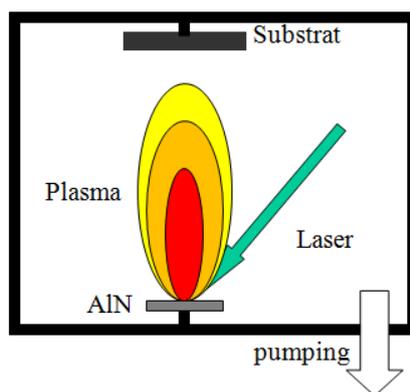


Figure IV-6 : Principe de l'ablation laser

La technologie de l'ablation laser peut également être utilisée pour le dépôt d'AlN. Le principe de l'ablation laser est le suivant : il s'agit de focaliser le faisceau laser d'un laser à impulsions avec une certaine fluence sur une cible massive du matériau que l'on veut déposer. Lors de l'interaction, une certaine

quantité de matière va être éjectée de la cible sous forme d'un "panache plasma" et viendra se déposer sur le substrat, chauffé ou non, placé en vis à vis (figure IV-6). Suivant les caractéristiques de la cible et du laser, l'interaction engendrera une éjection de matière plus ou moins importante.

Les orientations des dépôts d'AlN qui ont été réalisés sur des couches de Mo (110) sont présentées sur la figure IV-7.

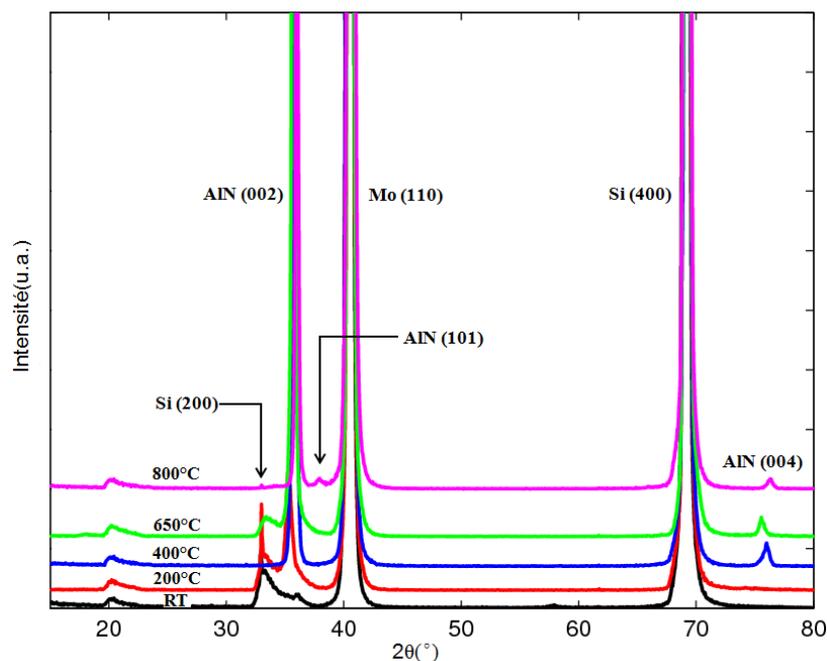


Figure IV-7 : Orientation de l'AlN déposé par PLD

Pour une pression de 10^{-3} mbar d'azote, l'orientation (002) apparaît à partir de 200°C. Nous pouvons noter à partir d'une température de dépôt de 400°C la présence du pic (004) de l'AlN à 76°. A 800°C, coexistent les orientations (002), (101) et (004) [71, 72]. Ces orientations parasites sont faibles par rapport à l'orientation fondamentale (002), cependant elles influenceront la performance piézoélectrique de la couche d'AlN. La figure IV-8 présente l'évolution de l'orientation de l'AlN déposé par PLD avec la température. Nous pouvons observer que l'orientation s'améliore avec la température jusqu'à 650°C. A 800°C, à cause de l'apparition de l'orientation parasite (101), l'orientation (002) est moins bonne qu'à 650°C.

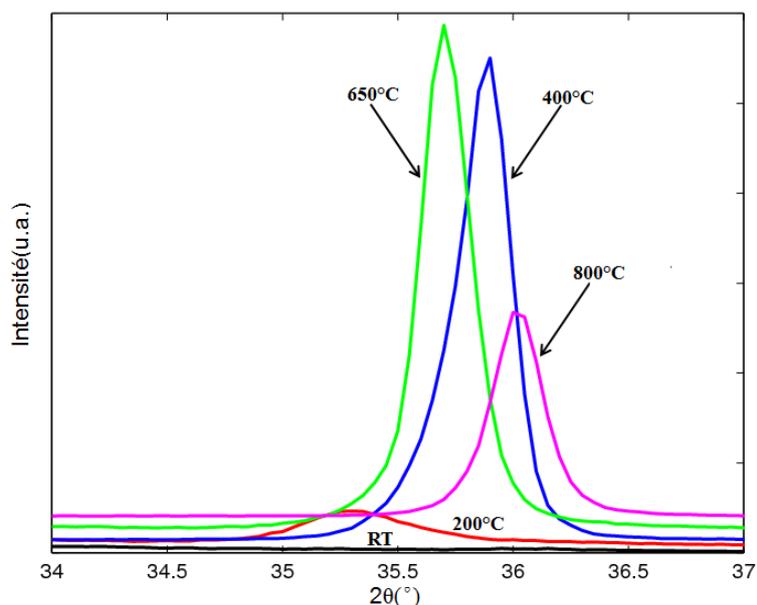


Figure IV-8 : Evolution de l'orientation de l'AlN déposé par PLD en fonction de la température

II.2.3. Principe de la PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition)

La Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) est un processus principal pour le dépôt des couches minces à partir d'un état gazeux (vapeur) vers un état solide sur des substrats par réactions chimiques. Elle utilise des gaz précurseurs qui sont injectés dans une enceinte et le dépôt résulte de la décomposition de ces gaz par une réaction chimique. Lors du dépôt par PECVD, la réaction chimique est assistée par une décharge électrique radiofréquence qui ionise les gaz et forme un plasma (un mélange globalement neutre constitué d'ions et d'électrons) [73]. Le plasma favorise la dissociation des gaz et active la réaction chimique en phase vapeur. Le principe de la PECVD est présenté sur la figure IV-9.

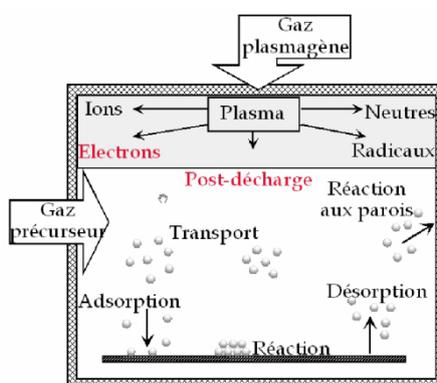


Figure IV-9 : Principe de la PECVD

Un dépôt d'AlN a été effectué en utilisant la méthode PECVD. Les résultats se sont montrés bien moins intéressants qu'avec les deux autres méthodes. Nous n'avons donc pas cherché à optimiser les conditions du dépôt pour obtenir une meilleure orientation de la couche d'AlN. Son orientation et sa rocking-curve ne sont donc pas présentés dans mon mémoire de thèse. Nous tenons à préciser qu'en optimisant cette méthode des dépôts de qualité égale à la PLD et à la PVD peuvent être obtenus.

Les figures IV-10 et IV-11 présentent les rocking-curve du pic (002) de l'AlN déposé par PVD et PLD. La mesure de la largeur à mi-hauteur (FWHM : Full Width Half Maximum) de l'intensité du pic, permet d'obtenir des informations sur la croissance de la couche et la désorientation des cristaux qui la constituent. Plus la largeur à mi-hauteur de l'intensité est petite, plus la couche a une bonne croissance et une bonne orientation [74]. Les valeurs de FWHM sont respectivement 4.4° pour la PVD et 2.9° pour la PLD. Les résultats obtenus avec ces deux méthodes nous permettent donc d'envisager la réalisation de résonateurs et de filtres piézoélectriques utilisant nos dépôts d'AlN.

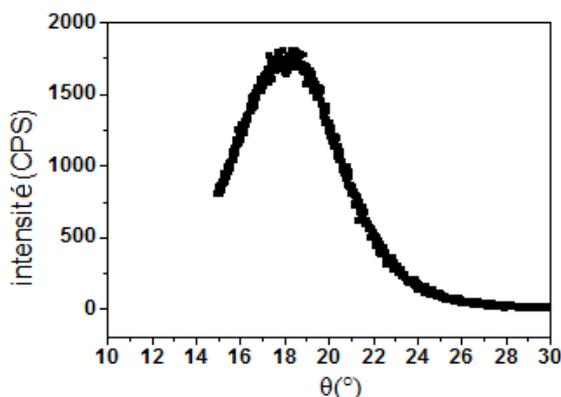


Figure IV-10 : Rocking-curve du pic (002) d'une couche d'AlN obtenue par PVD

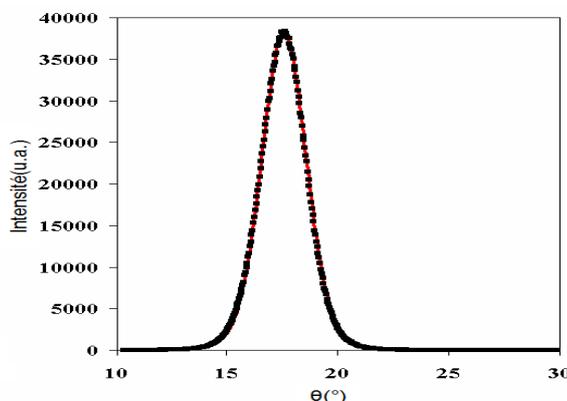


Figure IV-11 : Rocking-curve du pic (002) obtenues pour une couche d'AlN déposée à 650°C , à une pression de 10^{-3} mbar d'azote par PLD

Les couches minces d'AlN déposée par PLD ou par PVD présentent une bonne orientation et une bonne croissance de couche. L'épaisseur moyenne des dépôts réalisés est de 500nm. Cependant, la méthode PLD présente des inconvénients comme la compatibilité entre le laser et le matériau déposé, sa faible efficacité énergétique et sa température élevée lors du dépôt. Une très haute température va introduire une déformation de la membrane pendant le dépôt (§IV.6.2). Un dépôt de couche piézoélectrique a également été effectué par PVD à faible température. Le wafer n'est chauffé que par le plasma lors du dépôt et la température est approximativement 250 °C.

A la vue des orientations obtenues par les trois méthodes de dépôt pour les couches minces d'AlN, il nous semble que les méthodes PVD et PLD sont les meilleures candidates. Néanmoins, il est à noter que nous n'avons pas tenté d'optimiser le dépôt par PECVD car les résultats obtenus avec les autres méthodes nous satisfaisaient.

III. Procédés utilisés pour la réalisation des résonateurs

Après avoir présenté les différentes méthodes de dépôts nous allons détailler les méthodes de gravure qui permettent de définir les motifs que l'on souhaite. Nous allons présenter ainsi les technologies de photolithographie utilisées durant notre fabrication.

III.1. Gravure du Molybdène (Mo)

La gravure est l'opération inverse du dépôt, c'est à dire enlever de la matière. Pour la gravure du Mo, les étapes suivantes sont nécessaires.

III.1.1. Dépôt de résine photosensible.

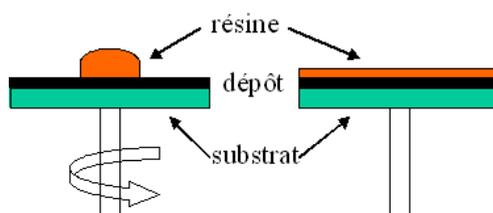


Figure IV-12 : Dépôt de résine photosensible

Nous faisons le dépôt de résine photosensible sur une tournette (figure IV-12). Pour la gravure du Mo, nous utilisons la résine 1813 [69]. La vitesse de la tournette est 6000t/min, et la durée de rotation est 40s. L'épaisseur de résine déposée est environ $1.2\mu\text{m}$. Ensuite la résine est polymérisée sur une plaque chauffante à $110\text{ }^\circ\text{C}$ pendant 1 minute.

III.1.2. Alignement du masque et exposition

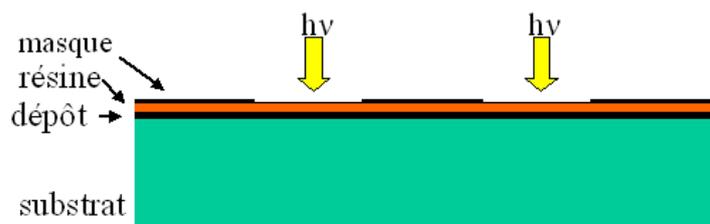
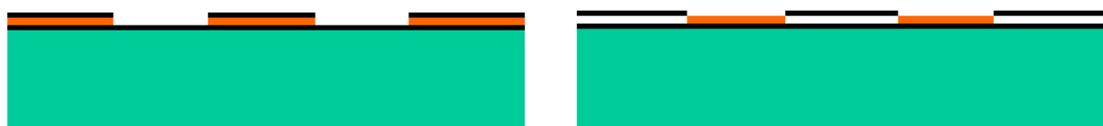


Figure IV-13 : Alignement du masque et exposition

Les masques sont des plaques de verre qui possèdent des zones opaques et des zones transparentes. Il faut que le masque soit bien en contact avec le wafer pour une bonne reproduction des motifs du masque et ainsi éviter la diffraction du faisceau. Pour l'exposition, la résine est soumise à un faisceau de lumière (figure IV-13). Le faisceau lumineux utilisé pour l'insolation va traverser les parties claires du masque et être bloqué par les parties opaques.

III.1.3. Développement de la résine

Cette opération se déroule en phase liquide. Pour la résine positive, le solvant dissout les zones qui ont été exposées à la lumière de l'aligneur de masque. Pour la résine négative, c'est l'inverse (figure IV-14).



a : Résine positive

b : Résine négative

Figure IV-14 : Développement de la résine après insolation

Dans notre cas, une résine positive a été utilisée lors de chacune des étapes du procédé de fabrication.

III.1.4. Gravure

Nous gravons le dépôt à travers la résine. C'est la résine qui sert de masque lors de cette étape. Nous mettons le wafer dans l'agent de gravure, seules les parties non protégées par la résine seront attaquées (figure IV-15). Il ne restera ensuite plus qu'à éliminer la résine.

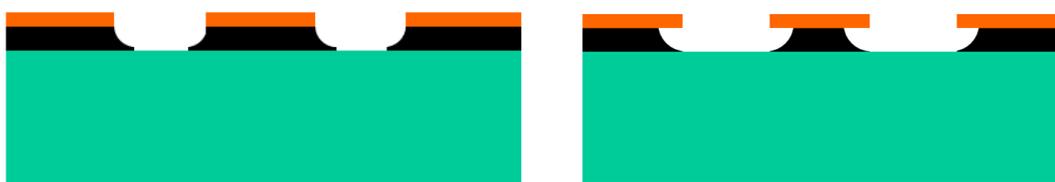


Figure IV-15 : Gravure des motifs métalliques

Pour la gravure du Molybdène (Mo), nous utilisons 20ml de H_2O_2 , 10ml de

NH_3 et 20ml de H_2O , la gravure dure 30 secondes. Pour enlever la résine, nous faisons une exposition totale et mettons dans un bain développeur. Enfin nous utilisons un plasma à oxygène pour enlever toutes les éventuelles traces de résine et continuer la fabrication sur une couche parfaitement propre.

La gravure du Mo est une méthode de gravure humide. Les temps de développement doivent être bien contrôlés pour éviter les deux types de problème de gravure : la sur gravure et la sous gravure (figure IV-16). La sous gravure vient de temps de gravure insuffisants et la sur gravure vient de temps de trop longs.



a : Sous gravure

b : Sur gravure

Figure IV-16 : Sur gravure et sous gravure

III.2. Gravure d'AlN

Les étapes de la gravure d'AlN sont similaires aux étapes de la gravure du Mo. Nous utilisons cependant la résine 1828 comme masque de protection et prenons le développeur MIF AZ 726 comme agent de gravure. Cette gravure s'effectue en chauffant le développeur à $50\text{ }^\circ\text{C}$. Il est à noter que de nombreux problèmes ont été rencontrés lors de cette étape.

III.3. Gravure du Si en face arrière

Le TMAH (Tétra MéthylAmine Hydroxyde) est utilisé pour la gravure du Si en face arrière. Le Cr et le SiO_2 sont utilisés comme couches de protection. La gravure est effectuée à $85\text{ }^\circ\text{C}$ et la vitesse de gravure est environ $0.8\text{ }\mu\text{m}/\text{min}$. L'orientation du silicium que nous utilisons est 100. Il est à noter qu'il existe un angle d'attaque, lors de la gravure de silicium, de $54,7^\circ$, comme le montre la figure IV-17. La figure IV-18 présente une gravure du silicium faite à XLIM.

Nous pouvons alors connaître aisément la profondeur de gravure en mesurant la distance x grâce à un projecteur de profil.

$$\operatorname{tg}54.7^{\circ} \simeq \frac{h}{x} \quad \Rightarrow \quad h=x \cdot \operatorname{tg}54.7^{\circ}$$

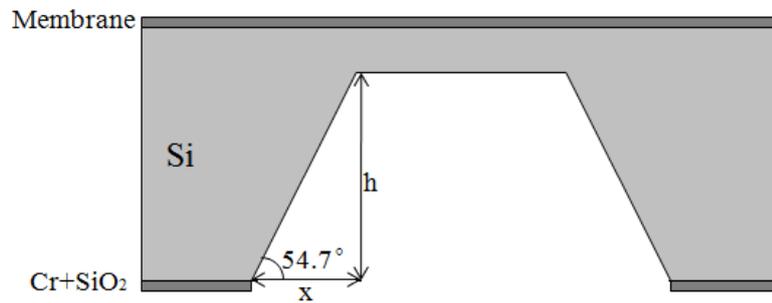


Figure IV-17 : Angle d'attaque du Si (100) lors d'une gravure humide

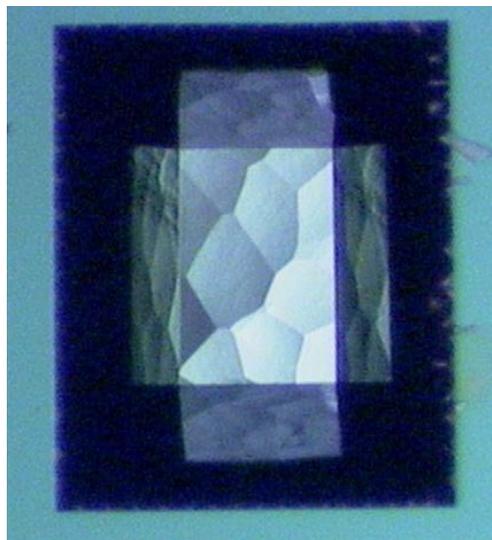
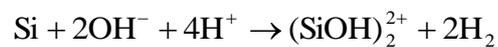
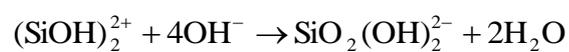


Figure IV-18 : Gravure de Si

La réaction est une oxydation du silicium par les hydroxydes pour former un silicate [75]:



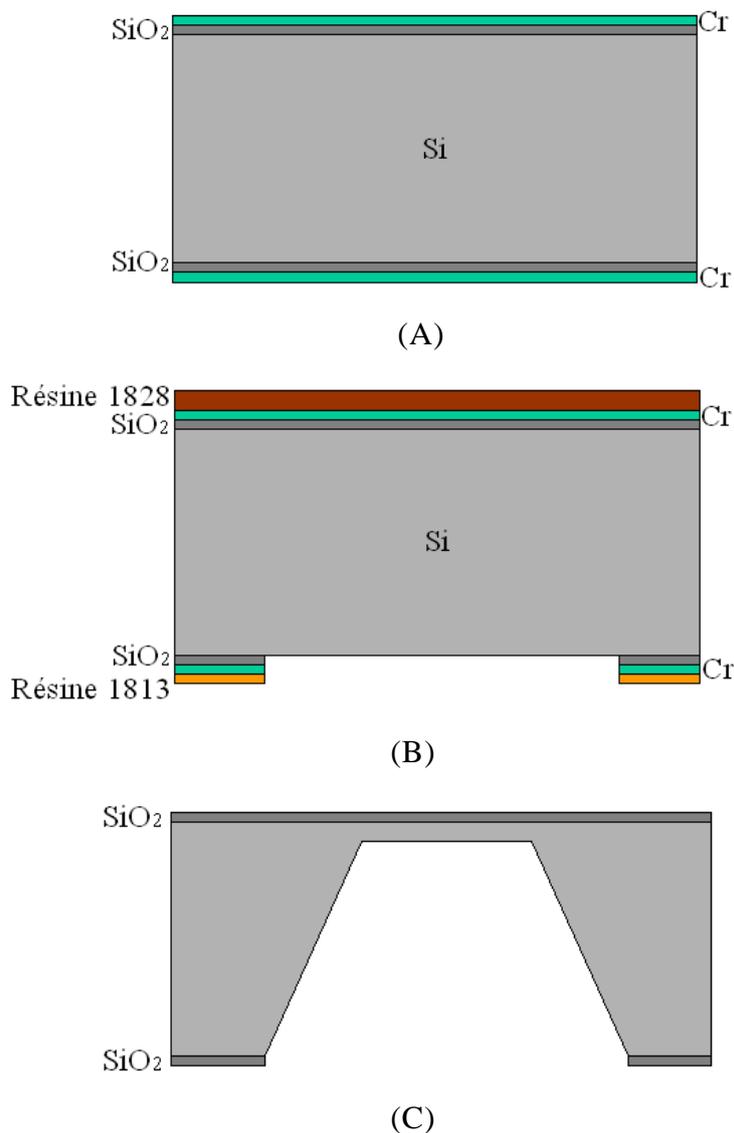
Les silicates réagissent ensuite avec les hydroxydes pour former un complexe soluble dans l'eau [75]:



IV. Réalisation d'un résonateur suspendu et réponses de mesure

Une fois les différentes étapes de dépôt et de gravure présentées nous pouvons détailler le procédé de fabrication utilisé pour nos résonateurs piézoélectriques.

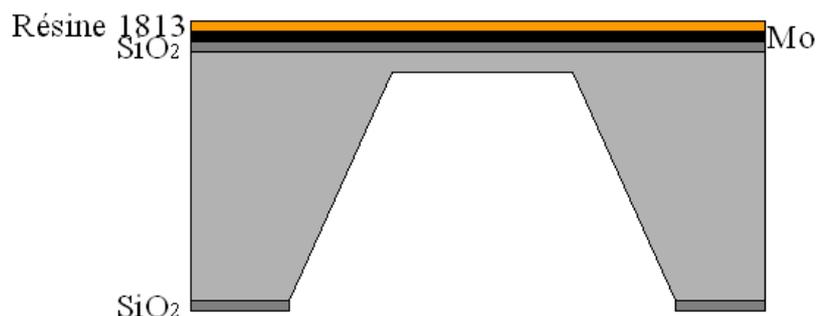
IV.1. Gravure du Si en face arrière



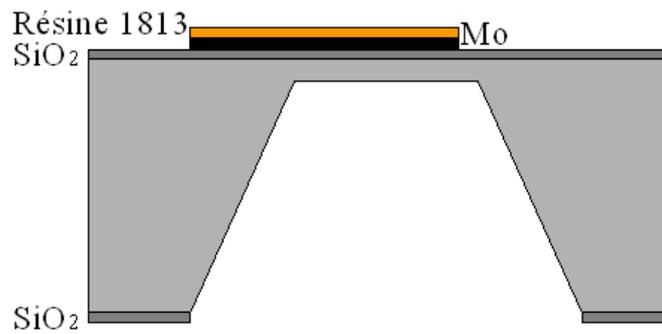
Avant de commencer les dépôts et la gravure, le substrat est ‘décapé’ et nettoyé grâce à un piranha acide avec de l’acide sulfurique (H_2SO_4), dilué avec de l’eau oxygénée et de l’eau ($H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O = 5 : 5 : 2$) à $100\text{ }^\circ\text{C}$ pendant 40min.

- (A) Deux couches de Cr de 50nm sont déposées sur les deux faces du substrat par évaporation par effet JOULE. Ces couches serviront de protection du Si pendant la gravure du silicium dans le TMAH.
- (B) La résine 1813 et la résine 1828 sont déposées respectivement en face arrière et en face avant (Les circuits vont être déposés en face avant, il faut s'assurer que cette face ne soit attaquée par aucune solution. La résine 1828 est plus épaisse et la résine 1813 est trop fine pour protéger parfaitement la face avant). Une photolithographie est effectuée en face arrière et la couche de Cr est gravée grâce à une solution de Cr-etch. Ensuite, le substrat est mis dans l'acide fluorhydrique (HF) pour graver la couche de SiO₂. Les deux couches de résine sont utilisées pour protéger les couches du Cr lors de la gravure du SiO₂ dans l'acide fluorhydrique.
- (C) Les couches de résine sont ensuite totalement enlevées. Le substrat de silicium est gravé dans le TMAH à 85 °C. Les couches de Cr sont enlevées après la gravure du silicium. Pour bien supporter le résonateur pendant la fabrication, une couche de silicium d'environ 15µm est gardée en face arrière. Cette couche de silicium sera enlevée à la fin de la fabrication.

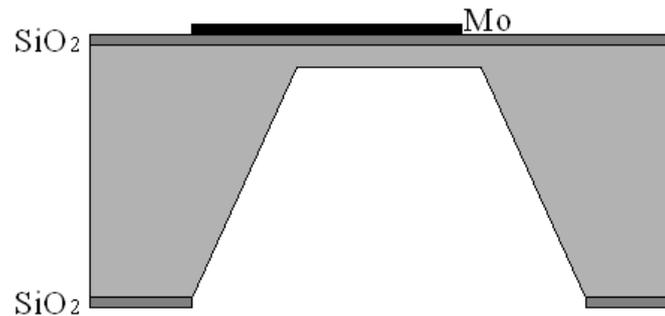
IV.2. Réalisation de l'électrode inférieure



(D)



(E)



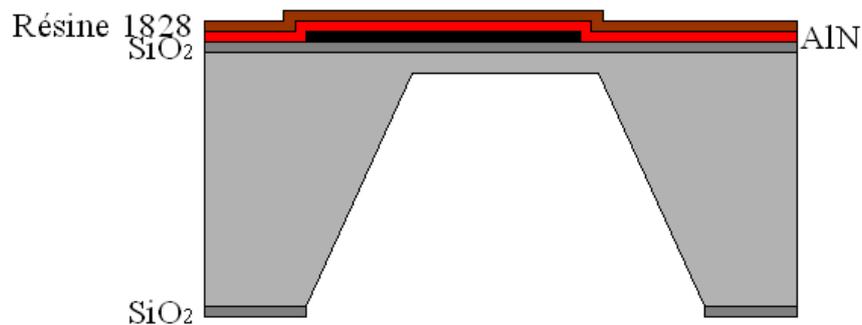
(F)

(D) Un dépôt de Molybdène (Mo) de 400nm est effectué par pulvérisation cathodique DC à 300 °C puis vient un dépôt de résine 1813.

(E) Une photolithographie est effectuée pour définir l'électrode inférieure.

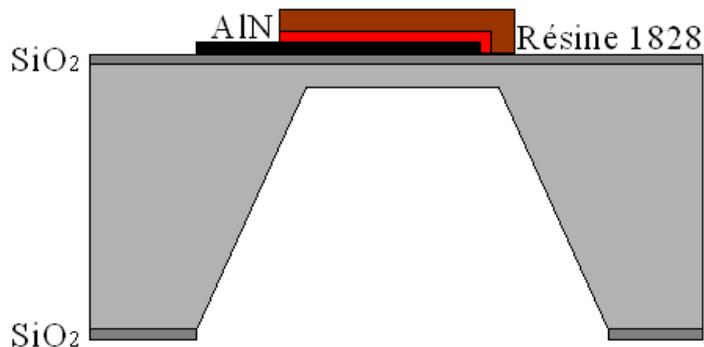
(F) Elimination de la résine restée sur l'électrode inférieure.

IV.3. Réalisation de la couche piézo électrique



(G)

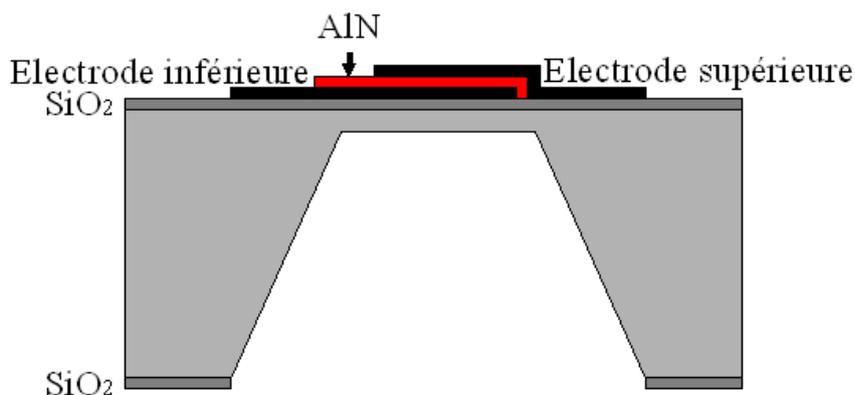
(G) Le dépôt d'AlN a été réalisé par deux méthodes : la PVD et la PLD. Les dépôts par PVD sont faits par l'IMN (UMR 6502) de l'université de Nantes. Les dépôts par PLD sont faits par le SPCTS (UMR 6638) de l'université de Limoges. La résine 1828 est utilisée comme couche de protection lors de la gravure de l'AlN.



(H)

(H) La gravure d'AlN est effectuée grâce au développeur MIF AZ 726 à 50 °C.

IV.4. Réalisation de l'électrode supérieure



(I)

(I) La réalisation de l'électrode supérieure nécessite les mêmes étapes que la réalisation de l'électrode inférieure. Le substrat n'a pas besoin d'être chauffé pendant le dépôt car l'orientation de la couche n'est pas nécessaire.

IV.5. Réponses de mesure

Nous n'avons pas réussi à faire la gravure d'AlN déposée par PLD, car l'AlN déposée par cette méthode était très dure. Il a été très difficile de faire une gravure

rapide dans le développeur MIF AZ 726. Nous proposons donc uniquement des mesures pour les résonateurs avec les couches d'AlN déposées par PVD. Les réponses que nous proposons ont été obtenus avec du silicium resté en face arrière. Il y a donc des modes parasites autour du mode fondamental qui correspondent aux réflexions multiples dans le silicium. Nous pouvons voir sur la figure IV-19 des résonateurs fabriqués avec un dépôt d'AlN réalisé par PVD.

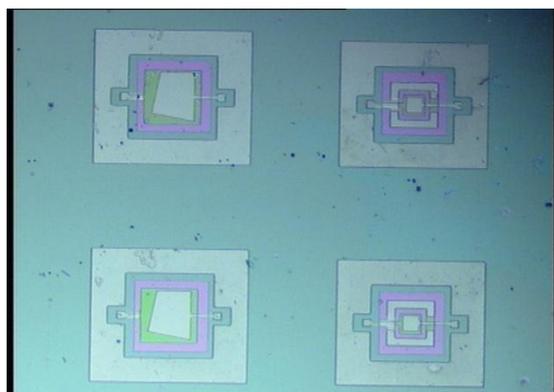


Figure IV-19 : Résonateurs fabriqués avec un dépôt d'AlN par PVD

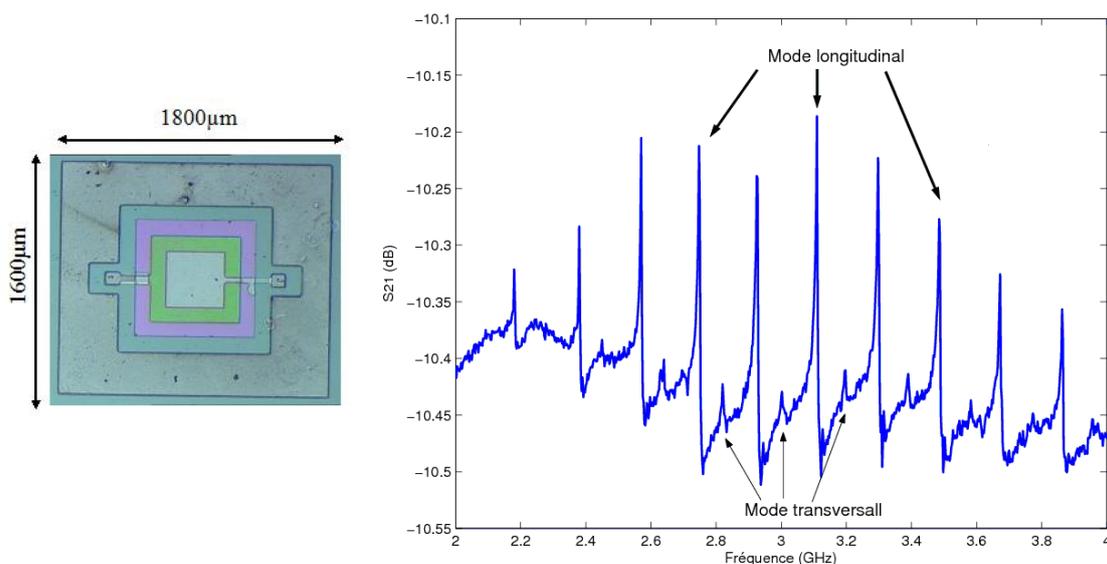


Figure IV-20 : Résonateur réalisé par PVD et réponse de mesure

La figure IV-20 présente les réponses mesurées d'un résonateur réalisé avec le dépôt d'AlN par PVD. Sur ces mesures, nous pouvons observer qu'il y a beaucoup de résonances parasites et que les pertes sont élevées (-10dB). A ce niveau de la fabrication, nous n'avons pas encore fait totalement la gravure du silicium en face arrière. Les ondes acoustiques pénètrent donc dans le silicium restant (environ 15µm). Cette pénétration engendre les résonances parasites et les pertes. D'autre

part, les dimensions de la ligne d'entrée et de sortie ne sont pas du tout optimisées. Les impédances caractéristiques de la ligne d'entrée et de sortie sont environ égales à 110 Ohm, la désadaptation de la ligne introduit donc des pertes.

Nous pouvons noter deux types de résonances sur la figure IV-20. Le premier, exhibant les résonances plus marquées, correspond au mode longitudinal qui est excité par l'onde longitudinale. Le second est représenté par les résonances plus discrètes, correspondant au mode transversal excité par l'onde transversale. Ce phénomène vient de la petite désorganisation des mailles cristallines de la couche d'AlN selon l'axe c . Les résonateurs exhiberont deux résonances, caractérisés par des fréquences de résonance et des coefficients de couplage différents propres à chaque onde, qui s'expliquent par des vitesses de propagation différentes des deux ondes [76].

Pour vérifier que la multitude de résonances autour de 3GHz, sur la figure IV-20 correspond vraiment à des résonances piézoélectriques, nous faisons une autre mesure entre 6GHz et 14GHz. Nous savons que la résonance fondamentale étant autour de 3GHz, la deuxième résonance harmonique sera autour de 9GHz. La figure IV-21 présente les réponses harmoniques du résonateur avec les couches d'AlN réalisées par PVD. Nous pouvons donc valider que les résonances obtenues sont bien des résonances piézoélectriques.

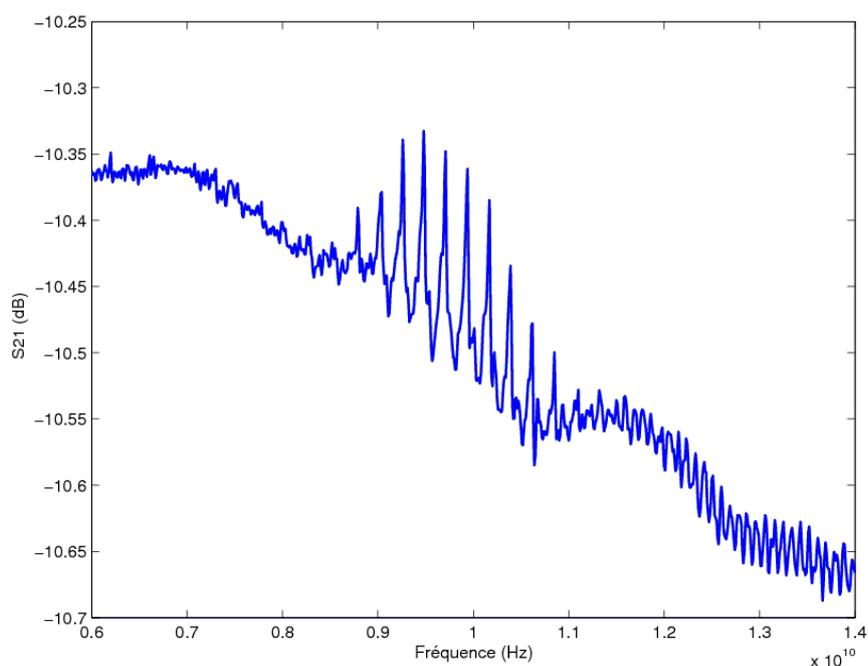


Figure IV-21 : Réponse de l'harmonique 2 du résonateur réalisé par PVD

Nous proposons une comparaison entre la réponse simulée et la réponse mesurée du résonateur fabriqué par PVD. Le résonateur présente les épaisseurs suivantes : 400nm pour les électrodes, 500 nm pour l'AlN, 1µm pour la membrane SiO₂. Plusieurs calculs ont été faits en simulant les différentes épaisseurs du Si restant en face arrière. Nous trouvons que les résultats pour de 14µm Si (figure IV-22) sont très proches des réponses mesurées. Nous pouvons donc considérer que l'épaisseur de Si restant est d'environ 14µm. La figure IV-23 et IV-24 présentent les comparaisons de la transmission et de la réflexion de tels résonateurs.

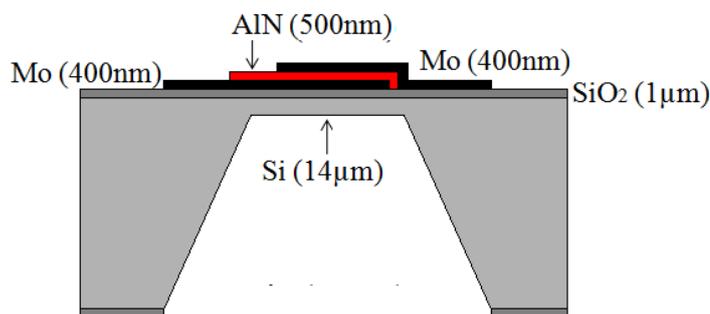


Figure IV-22 : Empilement du résonateur

Nous avons obtenu une bonne adaptation des fréquences de résonance entre la simulation et la mesure, en faisant abstraction des pertes. Cette comparaison valide que les résonances obtenues sont vraiment des résonances pi électriques.

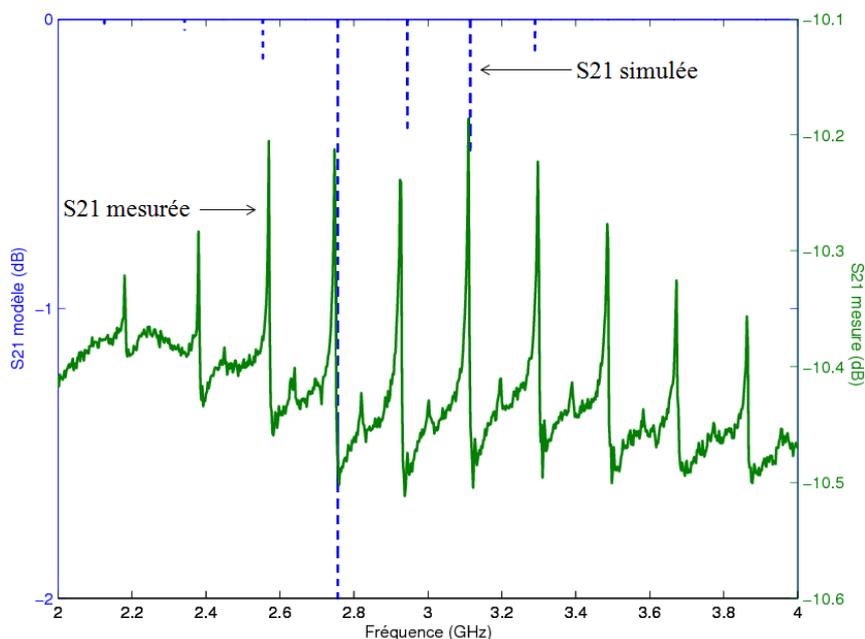


Figure IV-23 : Comparaison de la transmission

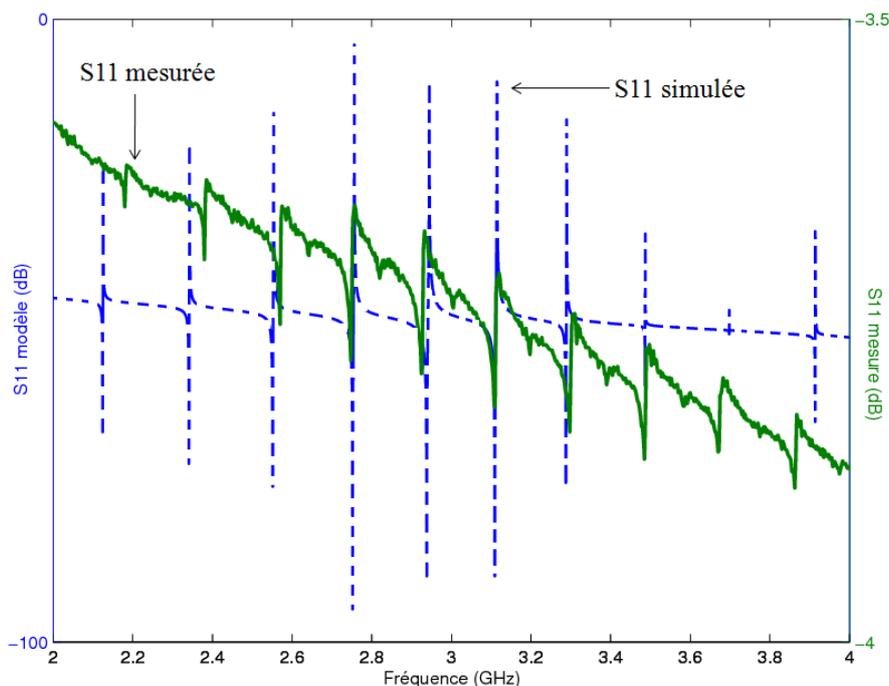


Figure IV-24 : Comparaison de la réflexion

La couche d’AIN déposée par PVD présente un gros avantage de pureté. Il n’y a aucune contamination de matériaux. La méthode PLD a également une pureté de dépôt, mais le dépôt est uniforme seulement sur une petite surface qui correspond au bout du panache lumineux. De plus, l’AIN déposé par cette méthode est très dur, nous avons eu du mal à mettre en place une méthode de gravure reproductible.

La comparaison entre ces deux méthodes est présentée sur le tableau IV-2 :

	PVD	PLD
Pureté	Oui	Oui
Epaisseur identique	Oui	Non
Gravure avec MIF AZ 726	Oui	Difficile à maîtriser
Réponse pi électrique	Très bonne réponse	

Tableau IV-2 : Comparaison entre les deux méthodes retenues

Nous avons montré que, dans nos études, la couche d'AlN déposée par PVD présentait des avantages sur sa pureté de dépôt, son épaisseur identique sur le substrat, sa facilité de la gravure et sa bonne réponse piézoélectrique. Nous pouvons dire que la couche d'AlN déposée par la méthode PVD présente les meilleures performances pour les applications piézoélectriques pour notre étude parmi les méthodes utilisés. Nous n'utiliserons que la méthode PVD pour la fabrication suivante. Nous tenons à préciser que ces conclusions sur les méthodes de dépôt s'appliquent à notre cas particulier. D'autres laboratoires maîtrisent les autres méthodes de dépôt et de gravure de l'AlN (notamment la PECVD).

IV.6. Problèmes rencontrés lors de la fabrication et solutions envisagées

Nous allons présenter deux problèmes que nous avons rencontrés lors de la fabrication et les solutions apportées pour y remédier.

IV.6.1. La gravure d'AlN

Nous avons rencontré des problèmes lors de la gravure d'AlN déposée par la méthode PLD. Le développeur MIF AZ 726 et la résine 1828 ont été utilisés respectivement comme solution de gravure et comme couche de masque. Le développeur MIF AZ 726 contient du TMAH dilué. La résine est très peu compatible avec le TMAH. Cette étape donc doit être très rapidement effectuée. Sinon la résine 1828 va être enlevée par le développeur MIF AZ 726 et ne servira pas de protection à l'AlN. Malheureusement la couche d'AlN déposée par PLD est plus dure que l'AlN déposée par les autres méthodes, les temps de gravure nécessaires sont donc plus longs. En pratique, la gravure n'est pas finie quand la résine 1828 est entièrement dissoute.

Pour contourner ce problème et pour faciliter la fabrication, nous proposons d'utiliser un résonateur à électrode flottante. Nous avons présenté ce type de résonateur dans la partie II.3 du chapitre III. Ce type de résonateur n'aura pas besoin de l'étape de la gravure d'AlN. Les étapes de fabrication sont ainsi facilitées, nous n'utiliserons donc que cette structure pour nos fabrications suivantes.

IV.6.2. Déformation du SiO₂

Pour éliminer le silicium restant en face arrière, nous avons fait la gravure totale du silicium après les premières mesures. Lors de la libération de la membrane de SiO₂ et de l'ouverture de la face arrière du substrat, nous avons rencontré des problèmes de tenue mécanique de la membrane de SiO₂. En effet cette membrane se déformait très fortement et cassait fréquemment. La figure IV-25 montre la déformation de la membrane de SiO₂ lors de la libération. Elle détruit le circuit qui est sur la membrane. Les figures IV-26, IV-27 et IV-28 présentent la déformation mesurée horizontalement et verticalement par interférométrie optique.

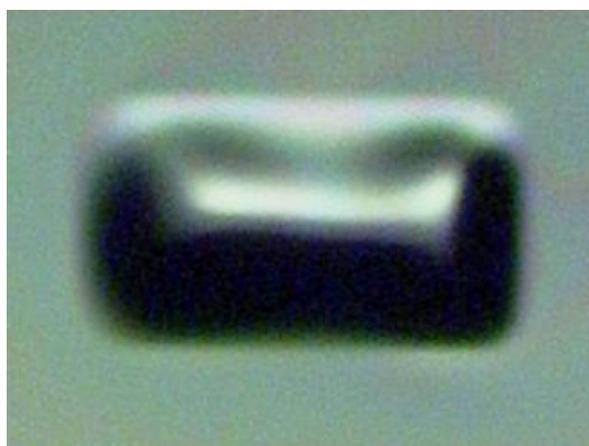


Figure IV-25 : Membrane déformée

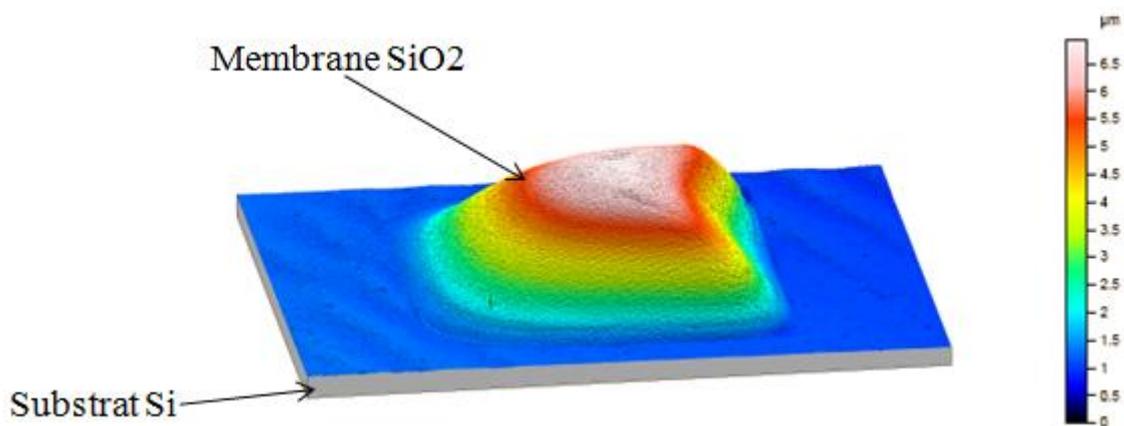


Figure IV-26 : Déformation de la membrane de SiO₂

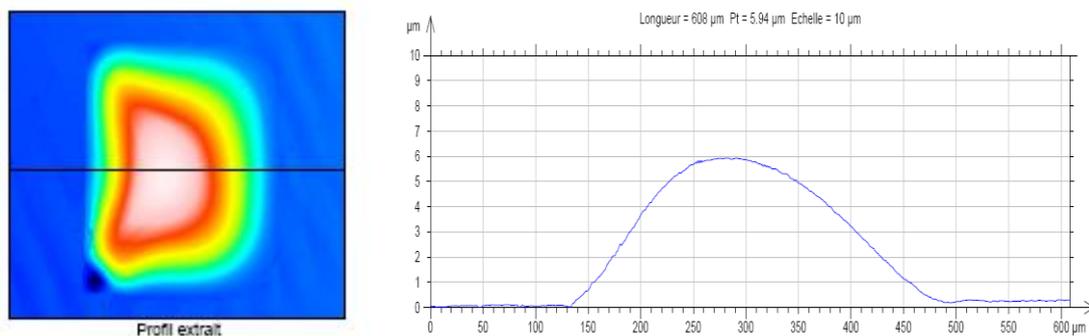


Figure IV-27 : Déformation mesurée horizontalement

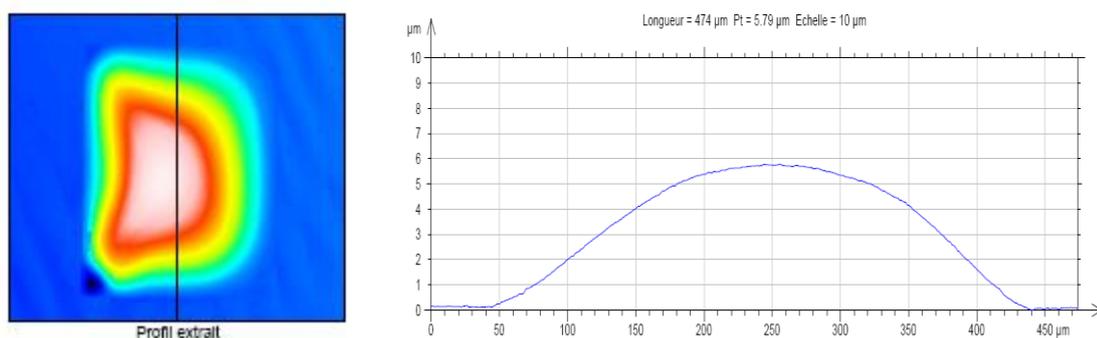


Figure IV-28 : Déformation mesurée verticalement

Les déformations mesurées font approximativement $6\ \mu\text{m}$ de hauteur et cassent donc malheureusement le résonateur piézoélectrique. Ces déformations proviennent des différents coefficients d'expansion thermique entre le SiO_2 ($\approx 0.6 \times 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$) et le Si ($\approx 6 \times 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$). La couche de membrane (SiO_2) est déposée par oxydation thermique (ANNEXE II). La température du dépôt se situe autour de $1000\ \text{°C}$. La membrane de SiO_2 se trouve fortement en compression ce qui explique la flèche importante lors de la libération.

Pour résoudre ce problème, nous proposons deux méthodes :

1) Utilisation d'un substrat SOI (Silicon On Insulator)

Le substrat SOI peut améliorer la déformation de la membrane. Le substrat SOI a deux couches additionnelles : $2\ \mu\text{m}$ de silicium et $1\ \mu\text{m}$ de dioxyde de silicium (figure IV-29). Ces deux couches additionnelles vont être utilisées pour contrôler la déformation. La membrane SiO_2 ne sera pas totalement libérée. Le Si restant en face arrière limitera la déformation. La couche additionnelle du Si ne devra pas être trop épaisse, car des résonances parasites vont être engendrées par cette couche.

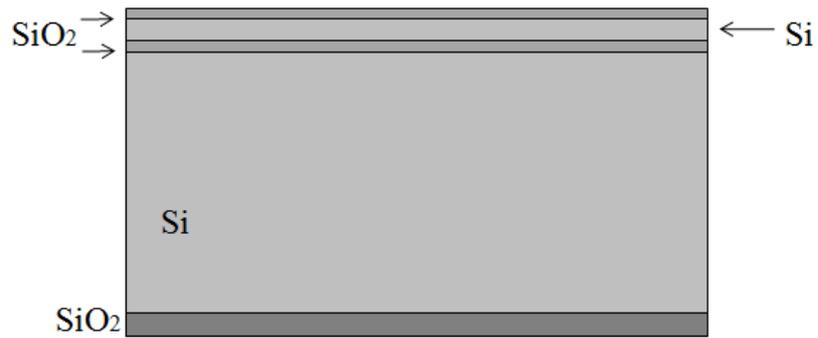


Figure IV-29 : Substrat SOI

2) Utilisation d'une membrane en BCB (Benzocyclobutène)

Le BCB a été utilisé avec succès comme membrane [77] pour les structures suspendues. Elle limite grandement les problèmes de déformation lors de la gravure en face arrière. Nous sommes actuellement en train d'étudier cette voie et des dépôts d'AlN sur BCB sont en cours de réalisation.

V. Résonateur à électrode flottante

Dans cette partie, nous allons présenter les résonateurs à électrode flottante que nous avons réalisés en utilisant une couche d'AlN déposée par la méthode PVD sur les différents types de membranes.

V.1. Sur substrat traditionnel

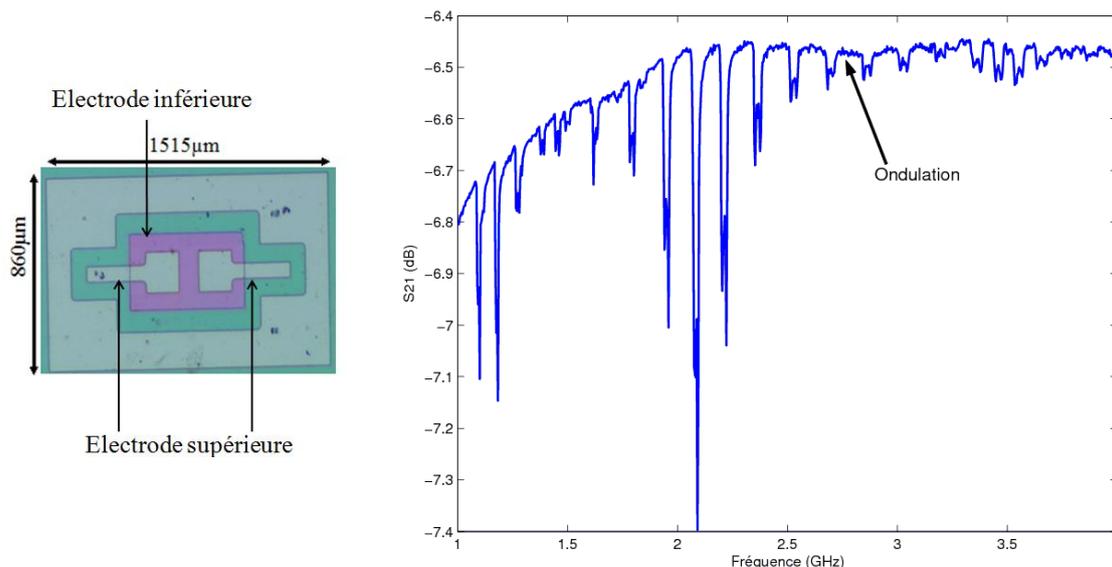


Figure IV-30 : Résonateur avec électrode carrée et réponse mesurée

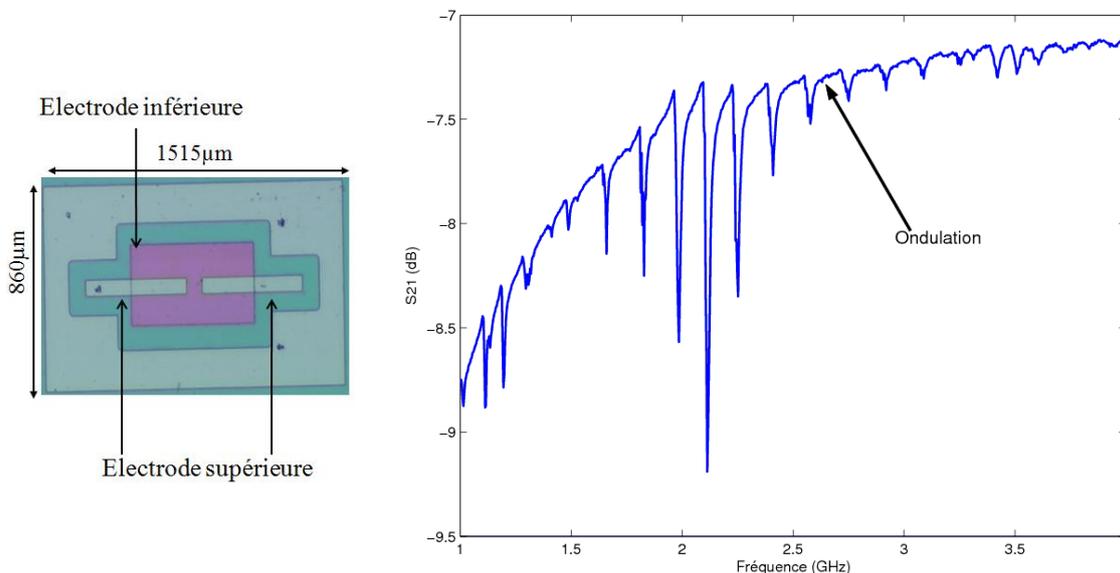


Figure IV-31 : Résonateur avec électrode rectangulaire et réponse mesurée

Pour valider la structure du résonateur à électrode flottante, nous avons fabriqué dans un premier temps, ce type de résonateur sur un substrat traditionnel (qui n'est pas totalement libéré en face arrière). Pour voir les influences amenées

par les différentes dimensions d'électrode supérieure, nous utilisons deux formes d'électrode : une électrode carrée et une électrode rectangulaire. Les rectangles au centre des photos sont les électrodes flottantes (électrode inférieure).

Les résonateurs et les réponses des deux configurations sont présentés respectivement sur les figures IV-30 et IV-31. Nous avons optimisé l'impédance caractéristique de la ligne d'entrée et de la ligne de sortie à 50Ω .

Sur les mesures, nous pouvons voir que la réponse du résonateur présente une série de résonances. Entre les différentes résonances, nous pouvons observer des ondulations sur la courbe (indiqués sur les figures IV-30 et IV-31). Ces ondulations s'expliquent par des fuites d'énergie [78]. La réponse du résonateur avec l'électrode rectangulaire est plus lisse que celle du résonateur avec l'électrode carrée. Ce bénéfice s'explique par la réduction de la dimension de l'électrode supérieure par rapport à l'électrode inférieure.

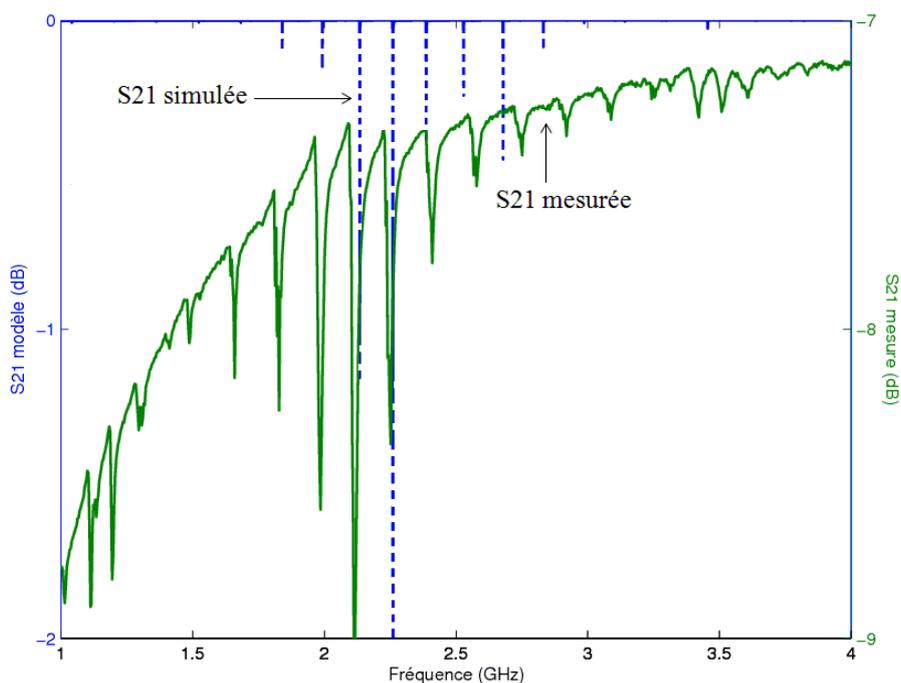


Figure IV-32 : comparaison de la transmission

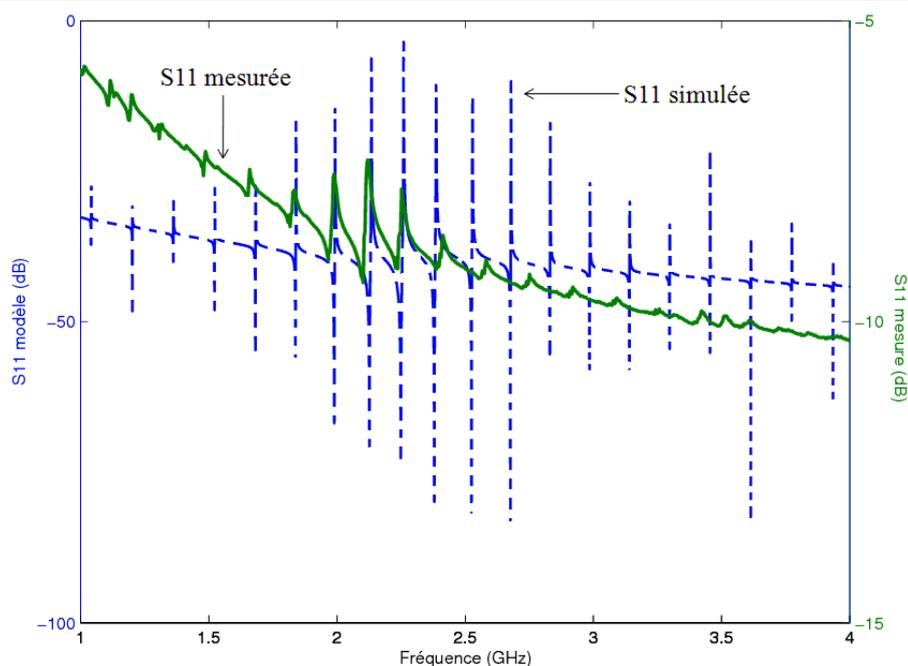


Figure IV-33 : Comparaison de la réflexion

Nous faisons une comparaison entre simulation et mesure. Le résonateur présente l'empilement suivant : 400nm pour l'épaisseur des électrodes, 500 nm pour l'AlN, 1 μ m pour la membrane SiO₂. L'épaisseur de silicium restant en face arrière est évaluée à 20 μ m. Les figures IV-32 et IV-33 présentent des comparaisons de mesure et de simulation de la transmission et de la réflexion de ces résonateurs. En faisant abstraction des pertes (simulations sans pertes) nous vérifions que les deux réponses s'adaptent très bien.

Nous pouvons observer que les réponses sont meilleures que la première réponse de mesure présentée (figure IV-20). Cette fois-ci nous avons optimisé l'impédance caractéristique à 50 Ω de la ligne d'entrée et de la ligne de sortie. Si nous réussissons à enlever tout le silicium en face arrière et sans déformation, les pertes seront encore bien plus faibles, car toutes les ondes acoustiques seront gardées dans le résonateur. De plus, l'isolation spectrale entre les différentes raies sera bien plus grande. Pour cela nous envisageons l'utilisation de substrat SOI ou de membrane BCB (Benzocyclobutène).

V.2. Sur substrat SOI

Nous allons présenter dans un premier temps le résonateur que nous avons fabriqué sur substrat SOI. La figure IV-34 présente l'empilement du résonateur à

électrode flottante sur substrat SOI.

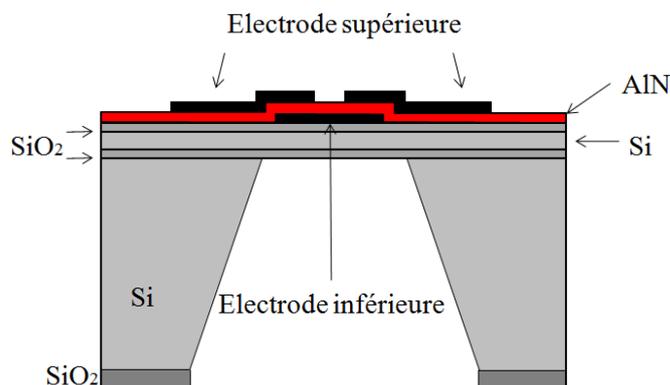


Figure IV-34 : Empilement du résonateur sur substrat SOI

Le substrat SOI que nous avons utilisé est composé de quatre couches : $450\ \mu\text{m}$ de Si, $1\ \mu\text{m}$ de SiO_2 , $2\ \mu\text{m}$ de Si et $1\ \mu\text{m}$ de SiO_2 . Les conductivités mesurées pour l'électrode inférieure et l'électrode supérieure sont respectivement $6.77 \times 10^5\ \text{S/m}$ et $7.41 \times 10^5\ \text{S/m}$. Par rapport à la valeur théorique $1.755 \times 10^7\ \text{S/m}$ [45], les conductivités pour les électrodes sont assez faibles. Cette différence s'explique car les conditions que nous avons utilisées pour le dépôt d'électrodes ont été seulement optimisées pour obtenir la bonne orientation cristallographique, et pas forcément pour obtenir une bonne valeur de conductivité. Nous pouvons changer les conditions de dépôt pour obtenir une bonne orientation et une bonne valeur de conductivité dans le même temps, cependant ce travail n'a pas été fait par manque de temps. La figure IV-35 présente une comparaison entre la réponse simulée avec les pertes électriques dans les électrodes, la réponse simulée sans pertes et la réponse mesurée pour le résonateur sur substrat SOI. Pour ajouter les pertes dans la simulation, nous utilisons la méthode présentée dans le chapitre III (paragraphe II.3). Cette méthode ne peut pas prédire les modes parasites, c'est pourquoi nous obtenons un seul pic de résonance. La réponse simulée sans pertes est effectuée en utilisant la méthode décrite dans le chapitre II. Elle permet de prendre en compte les modes multiples. Nous pouvons observer que les réponses ont une bonne adaptation fréquentielle. Les modes parasites autour du mode fondamental sont amenés par la couche de Si additionnelle. Nous pouvons voir que les pertes du résonateur ($\approx 3.5\ \text{dB}$) sont plus faibles que dans le cas du résonateur à électrode flottante sur substrat traditionnel ($\approx 6.5\text{-}7.5\ \text{dB}$), car il y a moins de pertes dans le substrat.

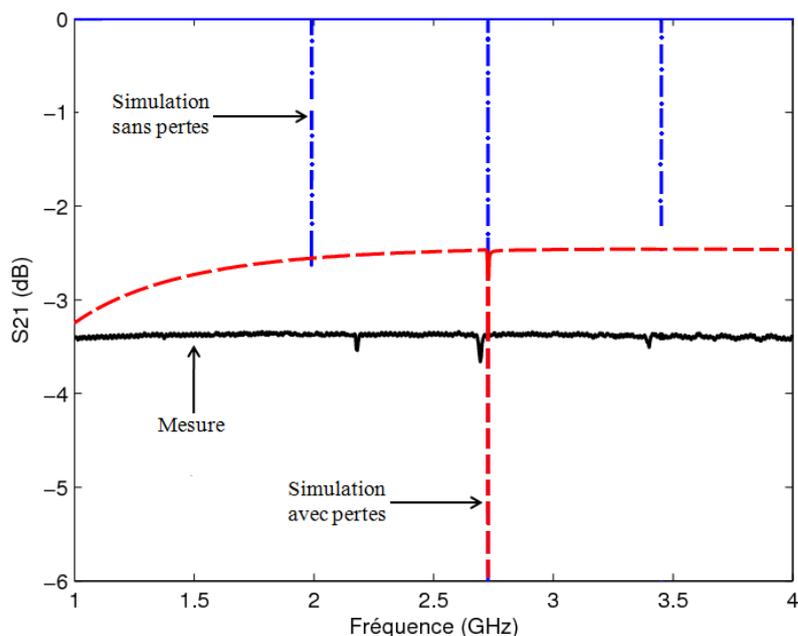


Figure IV-35 : Comparaison de la transmission

Malheureusement, les deux couches additionnelles ne compensent pas parfaitement la déformation. Quand nous avons fait la gravure totale en face arrière sur le substrat SOI, nous pouvons voir qu'il y a encore une petite déformation de la membrane. Cette déformation n'est pas aussi forte que celle sur substrat traditionnel et le résonateur sur la membrane n'est pas cassé. Cependant la mauvaise réponse à la fréquence d'antirésonance (le faible pic) s'explique par cette déformation qui implique un mauvais couplage d'énergie entre l'onde électromagnétique et l'onde acoustique.

V.3. Sur la membrane BCB

Comparé aux matériaux que nous avons déjà utilisés comme membrane pour le résonateur piézoélectrique suspendu (SiO_2 , $\text{SiO}_2\text{-Si-SiO}_2$), le BCB présente des avantages de facilité de dépôt et de faibles déformations lorsqu'il est libéré en face arrière. La simplicité vient du fait que la membrane est déposée à la tournette et la température de polymérisation (280°C) est tout à fait compatible avec la température de dépôt de l'AlN (dépôt par PVD). La figure IV-36 présente l'empilement du résonateur à électrode flottante sur membrane BCB.

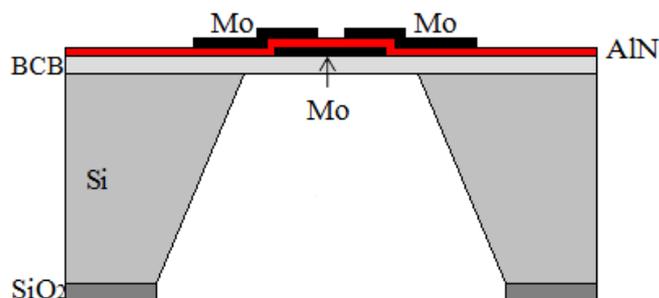


Figure VI-36 : Empilement du résonateur sur membrane BCB

La figure IV-37 présente la mesure d'orientation du Mo sur membrane BCB.

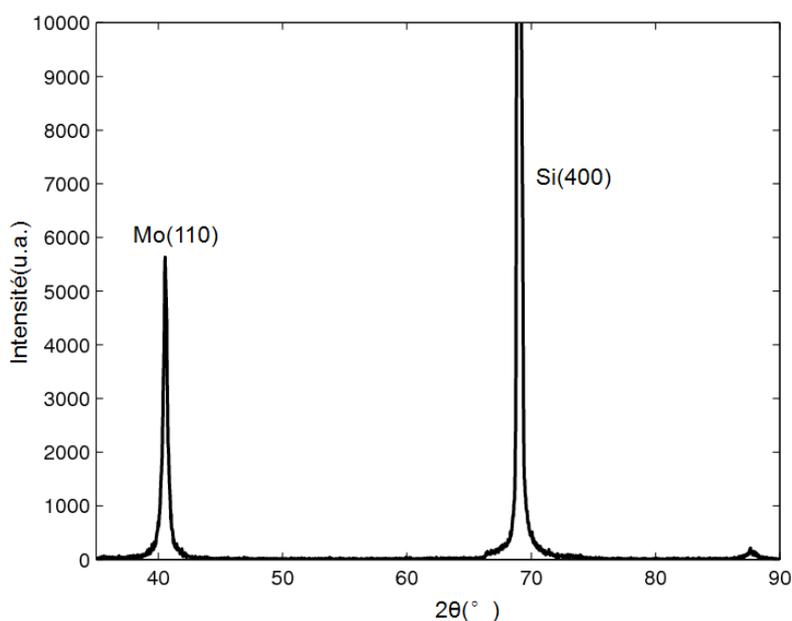


Figure IV-37 : Orientation du Mo sur membrane BCB

Bien qu'il n'y ait aucune déformation après la libération de la membrane, la membrane BCB présente une petite déformation après le dépôt de Mo, car nous avons chauffé le substrat à 300 °C pour obtenir une bonne orientation du Mo. Le BCB présente un grand coefficient d'expansion thermique ($\approx 42 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$) et le coefficient d'expansion thermique du Mo ($\approx 5.1 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$) est fortement différent de celui de BCB. La petite déformation vient ainsi des différentes expansions à 300 °C.

La figure IV-38 présente une photographie de la déformation de la membrane après le dépôt de Mo. Nous pouvons observer une légère ondulation de la couche. Comparé aux déformations très nettement visibles sur substrat traditionnel et sur substrat SOI, cette déformation mesurée avec un microscope atteint 0.5 µm. Elle

est donc bien plus faible qu'avec la membrane SiO_2 et $\text{SiO}_2\text{-Si-SiO}_2$.

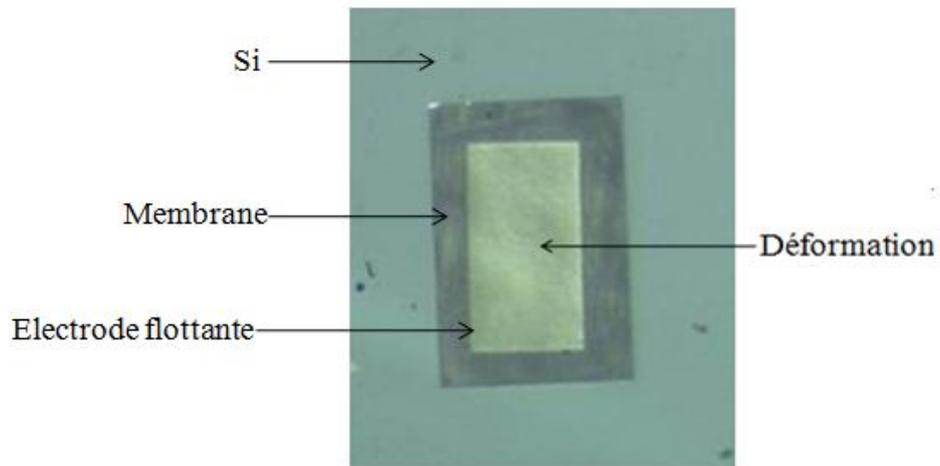


Figure IV-38 : Déformation de la membrane de BCB avec l'électrode inférieure

Cette méthode continue à être explorée. Le dépôt de la couche piézoélectrique a été effectué et nous espérons proposer des mesures lors de la soutenance.

VI. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les technologies que nous avons développées et utilisées pour les dépôts, la gravure et la réalisation des circuits. Les résonateurs ont été fabriqués dans la salle blanche d'XLIM. Nous avons également mesuré les réponses de ces résonateurs. Les résonateurs, avec la couche d'AlN déposée par la méthode PVD, présentent le meilleur compromis entre mise en œuvre de fabrication et performance d'orientation. Lorsqu'il reste du silicium en face arrière, nous avons vérifié la présence d'une série de résonances dans les réponses du résonateur. Un très bon accord fréquentiel a été obtenu entre simulations et mesures.

Nous avons rencontré deux problèmes lors de la fabrication : la difficulté de la gravure d'AlN et la forte déformation de la membrane SiO₂ lors de la libération. Le problème de la gravure d'AlN a pu être résolu grâce à une structure à électrode flottante. Une électrode entière est utilisée pour lier deux résonateurs, la gravure de la couche d'AlN donc n'est plus nécessaire lors de la fabrication. Pour résoudre le problème de la déformation du SiO₂, nous avons proposé d'utiliser des substrats SOI et des membranes BCB pour contrôler la déformation.

Pour vérifier notre structure de résonateur à électrode flottante, nous avons fabriqué, dans un premier temps, le résonateur sur substrat traditionnel. Les réponses de mesure présentent une bonne adaptation aux réponses de simulation (en faisant abstraction des pertes). Ensuite, des résonateurs à électrode flottante sur substrat SOI et avec membrane BCB ont été réalisés. Sur le substrat SOI, nous avons réussi à enlever tous le Si en face arrière, mais la déformation n'est pas encore suffisamment maîtrisée. La membrane a encore une petite déformation et cette déformation conduit à une réponse non exploitable pour du filtrage. La déformation de la membrane BCB est beaucoup plus faible quand on la libère en face arrière, mais son caractère de polymère conduit à une déformation visible pendant le dépôt de Mo.

Conclusion g é n é r a l e e t p e r s p e c t i v e

Conclusion Générale et Perspective

Au cours de cette thèse j'ai travaillé sur un ensemble de disciplines aussi diverses que la simulation de résonateurs piézoélectriques, l'optimisation de filtres à couplage électrique, l'analyse de résonateurs piézoélectriques, la synthèse de filtres piézoélectriques et les techniques de micro fabrication.

La première partie de ces travaux a été consacré au développement de méthodes de simulation à partir des structures stratifiées, permettant de prévoir rapidement et précisément la réponse électrique de résonateurs piézoélectriques et l'optimisation de filtres à couplage électrique. J'ai commencé par la compréhension du phénomène de la piézoélectricité. Sa mise en équations nécessite des connaissances en mécanique des milieux déformables et en électromagnétisme. En utilisant les équations piézoélectriques fondamentales et en utilisant des conditions aux limites et de continuités, nous pouvons obtenir l'impédance d'une couche piézoélectrique en fonction des grandeurs physiques des matériaux utilisés et des dimensions du résonateur. Cette méthode de calcul peut être utilisée pour tous les résonateurs BAW et les filtres à couplage mécanique (SCF et CRF). Nous pouvons alors connaître la réponse de résonateurs et de filtres piézoélectriques à couplage mécanique en connaissant la surface et les épaisseurs de chaque couche.

Nous pouvons alors comparer cette impédance à l'impédance équivalente du modèle BVD et en utilisant la méthode des moindres carrés, nous pouvons ainsi déterminer les trois éléments du modèle BVD (C_0 , L_m et C_m) en fonction des dimensions du résonateur piézoélectrique (épaisseur d'AlN et dimensions de l'électrode). Mes travaux m'ont permis de faire une identification entre l'impédance du circuit équivalent du modèle BVD et l'impédance du résonateur, calculée à partir des propriétés physiques et géométriques des différentes couches. En utilisant cette méthode, les réponses du résonateur peuvent être facilement simulés. A partir des expressions des différents éléments du modèle BVD, nous pouvons optimiser des filtres à couplage électrique des résonateurs (filtres en échelle, filtres en treillis ou combinaison des deux). Pour prédire les influences de la structure, nous avons couplé cette méthode avec le logiciel Momentum. A partir de la méthode précédente, nous pouvons facilement prédire la fréquence de

résonance et la fréquence d'antirésonance d'une structure donnée. La capacité géométrique C_0 peut être ainsi aisément obtenue. En utilisant ces trois paramètres et le modèle BVD, nous pouvons obtenir les éléments qui représentent le comportement acoustique du résonateur. Si nous ajoutons ces éléments dans la simulation avec le logiciel Momentum, nous obtenons une simulation en 2.5D à laquelle s'ajoute les équations piézoélectriques. Pour valider nos méthodes de simulation, d'optimisation et de synthèse nous avons fait réaliser par le CEA-LETI, des résonateurs et des filtres. Un très bon accord, entre nos simulations et les mesures réalisées sur les résonateurs et sur des filtres à 2 et 3 pôles, permet de valider nos outils de simulation et de synthèse.

La deuxième partie de mon travail avait pour objet la fabrication de résonateurs piézoélectriques. En s'appuyant sur les techniques de micro fabrication disponibles au laboratoire, nous souhaitons fabriquer des résonateurs et des filtres BAW. Nous commençons par la conception de masques. Nous dessinons les différents motifs d'électrodes du résonateur. Le molybdène et le nitrure d'aluminium ont été choisis comme couche d'électrode et comme couche piézoélectrique. Pour la fabrication, nous avons utilisé quatre types de dépôt : l'évaporation par effet de JOULE pour le dépôt de la couche de protection, la pulvérisation cathodique DC pour les électrodes, la PVD et la PLD pour le dépôt de la couche d'AlN. Les résonateurs ont été fabriqués sur différentes membranes (SiO_2 , Si-SiO₂ et BCB) et pour différentes structures (résonateur traditionnel et résonateur à électrode flottante). D'après les comparaisons entre les réponses de simulations et de mesures, nous avons validé notre maquette fréquentielle de résonateurs piézoélectriques.

La multitude de raies obtenues (lorsqu'il reste du Si en face arrière) en mesure et en simulation permet de valider nos dépôt d'électrodes et d'AlN. L'isolation spectrale entre les différents modes est cependant trop faible et les pertes trop importantes. Malheureusement nous avons rencontré des problèmes de tenue mécanique de la membrane lors de la libération. Pour palier ces problèmes nous avons proposé différentes solutions. La première utilise des substrats SOI avec une membrane composée de SiO₂-Si-SiO₂. L'isolation spectrale a été nettement améliorée mais la membrane est toujours trop déformée. La deuxième solution proposée emploie une membrane de BCB pour suspendre le résonateur. Cette membrane est très bien maîtrisée au laboratoire pour les structures micro-usinées.

La fabrication de résonateurs est actuellement en cours et sera proposée lors de la soutenance. L'utilisation de structures à électrode flottante nous a permis de nous affranchir de l'étape de gravure d'AlN et donc de proposer un process simplifié.

Un élément vers lequel nous nous tournons également est une membrane en Si_3N_4 (Nitrure de Silicium) [3, 18, 52]. Le Si_3N_4 présente l'avantage d'avoir un coefficient d'expansion thermique ($\approx 3.3 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$) proche du Si ($\approx 6 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$) et du Mo ($\approx 5.1 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$). Cette membrane présente une très faible déformation lors de la gravure du Si [18]. Nous avons également mesuré l'orientation du Mo déposé sur une membrane Si_3N_4 (Figure I). Nous pouvons voir que le Mo présente une bonne orientation sur cette membrane. C'est une voie que nous explorerons par la suite.

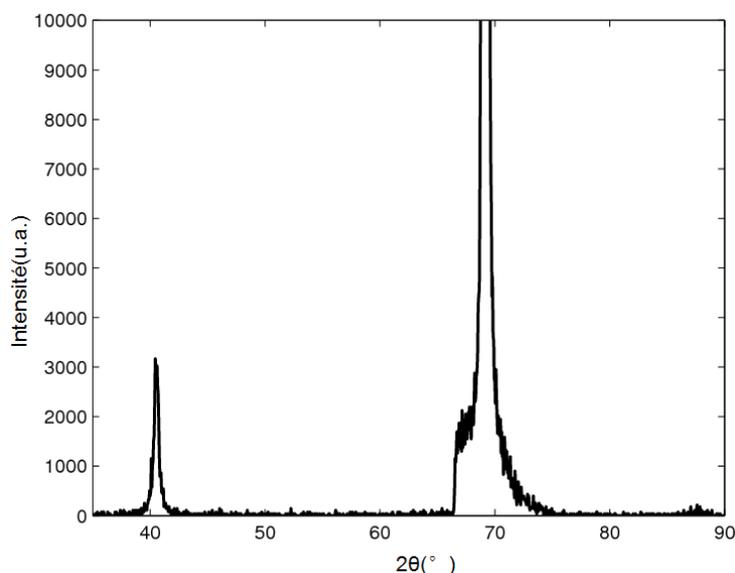


Figure I : Orientation du Mo sur membrane Si_3N_4

Une fois que ce problème de tenue mécanique de la membrane sera résolu, cette thèse aura permis au laboratoire de posséder des outils fiables et efficaces pour la simulation et la synthèse de filtre mais également le process technologique nécessaire à la réalisation de structures BAW.

Bibliographie

[1]Y.X.LIU, T.L.REN and L.T.LIU

“A PZT SMR RF Filter Design”

[http: //www.emchina.com](http://www.emchina.com), 2001

[2]Y.X.LIU, T.L.REN and L.T.LIU

“Technology of Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonator”

Micronanoelectronic technology Vol.42, 2005

[3]J.Y.PARK, Y.J.YEE, H.J.NAM and J.U.BU

“Micromachined RF MEMS Tunable Capacitors Using Piezoelectric Actuators”

IEEE, Microwave Symposium Digest, pp. 20-25, 2001

[4]H.KUEPPERS, T.LEUER, U.SCHNAKENBERG, W.MOKWA and R.WASER

“PZT Thin Films for Piezoelectric Microactuator Applications”

Sensors and Actuators, A 97-98, pp. 680-684, 2002

[5]K.M.LAKIN

“Thin Film Resonators and Filters”

IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 895-906, 1999

[6]P. CURIE et J. CURIE

“Contractions et dilatations produites par des tensions électriques dans les cristaux h éni èdres à faces inclin ées”

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, vol. XCIII, 26 DEC 1881, pp.1137

[7]F.POCKELS

Pyro- und piezoelektrizit ät, Elektrizit ät und Magnetismus I (Handbuch der Physik vol 4), Dr A Winkelmann, Leipzig, 1905, pp.766–793

[8]W.P.MASON

“Piezoelectricity, its history and applications”

Journal of the Acoustical Society of America, vol. 70, n° 6, 1981, pp.1561

[9]A.BALLATO

“Piezoelectricity: Old Effect, New Thrusts”

IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 42, 1995, pp.916

[10]V.M.RISTIC

“Principles of Acoustic Devices”

New York, Wiley, 1983

[11]D.ROGER and E.DIEULESAINT

“Elastic Waves in Solids”

Berlin, Germany, Springer-verlag, 2000, Vol.I and II

[12]R.WEIGEL, D.P.MORGAN, J.M.OWENS, A.BALLATO, M.LAKIN, K.HASHIMOTO and C.W.RUPPEL

“Microwave Acoustic Materials, Devices, and Applications”

IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.50, No.3, March 2002

[13]E.S.FERRE-PIKAL, M.C.DELGADO ARAMBURO, F.L.WALLS and K.M.LAKIN

“1/f Frequency Noise of 2-GHz High-Q Thin-Film Sapphire Resonators”

IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 48, No. 2 pp. 506-510, march 2001

[14]R.RUBY, P.LARSON, Y.OSHMYANSYK and D.FIGUEREDO

“Ultra-miniature High-Q Filters and Duplexers Using FBAR Technology”

IEEE ISSCC2001 Conference, February, 2001

[15]K.M.LAKIN, J.BELSICK, J.F.MCCARRON and K.T.MCCARRON

“High Performance Stacked Crystal Filters for GPS and Wide Bandwidth Application”

IEEE Ultrasonic symposium, October, 2001

- [16]**Q.X.SU, P.KIRBY, E.KOMURO, Q.ZHANG and R.WHATMORE**
“Thin-Film Bulk Acoustic Resonators and Filters using ZnO and Lead-Zirconium-Titanate Thin Films”
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.49, pp. 769-778, April 2001
- [17]**G.R.KLINE and K.M.LAKIN**
“1.0 GHz Thin-Film Bulk Acoustic Wave Resonators on GaAs”
Applied Physics Letters, vol.43, pp. 750-751, October 1983
- [18]**J.Y.PARK, H.M.LEE, H.C.LEE, K.H.LEE, Y.J.KO, J.H.SHIN, S.H.MOON and J.U.BU**
“Comparison of Micromachined FBAR Band Pass Filters with Different Structural Geometry”
IEEE MTT-S Digest, pp. 2005-2008, 2003
- [19]**K.W.KIM, J.G.YOOK and H.K.PARK**
“CAD Model Analysis of the Air-gap Type FBAR”
Microwave and Optical Technology Letters, pp. 384-385, vol.34, No.5, September 2002
- [20]**C.W. SEABURY, J.T.CHEUNG, P.H.KOBRIN, R.ADDISON and D.P.HAVENS**
“High Performance Microwave Air-Bridge Resonators”
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 909-911, 1995
- [21]**M.HARA, J.KUYPERS, T.ABE and M.ESASHI**
“MEMS Based Thin Film 2 GHz Resonator for CMOS Integration”
IEEE MTT-S Digest, pp. 1797-1800, 2003
- [22]**G.YOON and J.D.PARK**
“Fabrication of ZnO-based Film Bulk Acoustic Resonator Devices Using W/SiO₂ Multilayer Reflector”
Electronics Letters, Vol. 36, No. 16, pp. 1435-1437, august 2000

[23]K.M.LAKIN, K.T.MCCARRON and R.E.ROSE

“Solidly Mounted Resonators and Filters”

IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 905-908, 1995

[24]R. AIGNER

“MEMS in RF Filter Application: Thin-Film Bulk Acoustic Wave Technology”

2003 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

[25]K. M. LAKIN

“Modeling of Thin Film Resonators and Filters”

IEEE MTT-S Digest, pp. 149-152, 1992

[26]D.ROYER and E.DIEULESAINT

“Ondes Elastiques dans les Solides, tome 1: Propagation libre et guidée”

Paris: Masson, 1996

[27]H.P.LOEBL, M.KLEE, C.METZMACHER, W.BRAND, R.MILSON and P.LOK

“Piezoelectric Thin AlN Film for Bulk Acoustic Wave (BAW) Resonators”

Materials Chemistry and Physics, Vol. 79, pp. 143-146, 2003

[28]H.P.LOBL, M.KLEE, R.MILSON, R.DEKKER, C.METZMACHER, W.BRAND and P.LOK

“Materials for Bulk Acoustic Wave (BAW) Resonators and Filters”

Journal of the European Ceramic Society No. 21, pp. 2633-2640

[29]S.H.KIM, J.S.LEE, H.C.CHOI and Y.H.LEE

“The Fabrication of Thin-Film Bulk Acoustic Wave Resonators Employing a ZnO/Si Composite Diaphragm Structure Using Porous Silicon Layer Etching”

IEEE Electron device Letters, pp. 113-115, 1999

[30]R.AIGNER

“High Performance RF-Filters Suitable for Above IC Integration: Film Bulk Acoustic Resonators (FBAR) on Silicon”

IEEE Custom Integrated Circuits Conference, pp. 141-146, 2003

[31]YLILAMMI, J.ELLA, M.PARTANEN and J.KAITILA

“Thin Film Bulk Acoustic Wave Filter”

IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 49,
No. 4, pp. 535-539, April 2002

[32]KRISHNASWAMY, J.F.ROSENBAUM, S.S.HORWITZ and R.MOORE

“Film Bulk Acoustic Wave Resonator and Filters Technology”

IEEE MTT-S Digest, pp. 153-155, 1992

[33]K.M.LAKIN

“A Review of Thin-Film Resonator Technology”

IEEE Microwave Magazine, pp. 61-67, Dec, 2003

[34]J. F. ROSENBAUM

Bulk Acoustic Wave Theory and Devices

Boston: Artech House, 1988

[35]S.W.SHEN, Z.X.ZHOU and S.K.CHEN

“Analyze the FBAR Resonator with the MASON Model”

The 21st national conference on Electric Circuits and Systems, 26-27 Nov 2004,
Gaoxiong, Taiwan

[36]D.ROYER and E.DIEULESAINT

“Ondes Elastiques dans les Solides, tome 2: Génération, interaction
acousto-optique, applications”

Paris: Masson, 1996

[37]H.ITOH, N.HORIUCHI and M.NAKAZAWA

“An Analysis of the longitudinal mode Quartz tactile Sensor Based on the Mason
Equivalent Circuit”

IEEE International Frequency Control Symposium, pp572-576, 1996

[38]IRE STANDARDS ON PIEZOELECTRIC CRYSTALS

“The piezoelectric vibrator: Definitions and methods of measurements”,

IRE Standards on Piezoelectric crystals 57 IRE 14.S1, 1957

[39]J.D.LARSONIII, P.D.BRADLEY, S.WARTENBERG and R.C.RUBY

“Modified Butterworth Van Dyke circuit for FBAR resonators and automated measurement system”

IEEE Ultrasonics symposium 2000, pp.864-868

[40]K. Nam

Journal of the Korean Phys. Soc. 2005, pp.S309-S312

[41]P.BRADLY, R.RUBY, J.LARSONIII, Y.OSHMYANSKY and D. FIGUEREDO

“A Film Bulk Acoustic Resonator (FBAR) Duplexer for USPCS Handset Applications”

IEEE International Microwave Symposium Digest 2001, Vol.1, P367-370

[42]S.SHERRIT, S.P.LEARY, B.P.DOLGIN and Y.B.CORHEN

“Comparison of the MASON and KLM Equivalent Circuits for Piezoelectric Resonators in the Thickness Mode”

IEEE Ultrasonics Symposium, 1999

[43]K.M.LAKIN, G.R.KLINE and K.T.MACCARRON

“High-Q Microwave Acoustic Resonators and Filters,”

IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques 1993, Vol.41, pp.2139-2146

[44]M.FARINA and T.ROZZI

“Electromagnetic modeling of Thin-Film Bulk Acoustic Resonators”

IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques 2004, Vol.52, No.11

[45] Goodfellow

<http://www.goodfellow.com>, 2009

[46]K.M.LAKIN, G.R.KLINE and K.T.MCCARRON

“Development of Miniature Filters for Wireless Application”

IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol.43, No.12, Dec.1995

[47]L.N.DWORSKY and L.C.B.MANG

“Thin Film Resonator Having Stacked Acoustic Reflecting Impedance Matching Layers and Method”

U.S.Patent 5 373268 Dec.13, 1994

[48]R.S.NAIK, J.J.LUTSKY and R.REIF

“Measurement of the Bulk, C-Axis Electromechanical coupling Constant as a Function of AlN Film Quality”

IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectric and Frequency Control, vol.47, pp292-296, 2000

[49]J.FAN, M.CHATRAS, S.BILA et D.CROS

“Analyse et Simulation d'un Filtre Piézoélectrique pour les Communications radiofréquence”

8ème Congrès Français d'Acoustique, 24-27 Avril 2006, Tours

[50]L.ESPENSCHIED

“Electrical wave filter”

Brevet US, 1 795 204, 1931

[51]J.FAN, M.CHATRAS and D.CROS

“Synthesis Method for BAW Filter Computation”

13th IEEE International conference on Electronic, Circuits and Systems, pp391-394, 2006

[52]P.CONG, T.L.REN and T.L.LIU

“A Novel Piezoelectric-Based RF BAW Filter”

Microelectronic Engineering 66 (2003) 779–784

[53]W.P.MASON

“Electrical Wave Filters Employing Quartz Crystals as Elements”

Bell System Technical journal, 13, July, 1934

[54]M.DESVERGNE, C.BERNIER, P.VINCENT, Y.DEVAL and J-B.BEGUERET

“Intermediate Frequency Lamb Wave Resonators and Filters for RF Receiver Architectures”

13th IEEE International conference on Electronic, Circuits and Systems, pp1046-1048, 2006

[55]D.E.BOCKLMAN

“Combined Differential and Common-Mode scattering Parameters: Theory and Simulation”

IEEE Transactions on Microwave theory and Techniques, Vol.43, No.7, JUL 1995

[56]A.A.SHIRAKAWA, P.JARRY, J-M.PHAM, E.KERHERVE, F.DUMONT, J.B.DAVID and A.CATHELIN

“Ladder-Lattice Bulk Acoustic Wave Filters: Concepts, Design, and Implementation”

International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering, pp476-484, Vol.18, Jun 2008

[57]K.M.LAKIN

“Thin Film Resonator Technology”

IEEE Transactions on ultrasonic, ferroelectrics, and frequency control, Vol.52, No.5, May 2005

[58]A.BALLATO and T.J.LUKASZEK

“A novel frequency selective device: The stacked-crystal filter”

IEEE Frequency control Symposium proceeding, pp262-269, 1973

[59]K.M.LAKIN, J.R.BELSICK, J.P.MCDONALD, K.T.MCCARRON and C.W.ANDRUS

“Bulk Acoustic Wave Resonators and Filters for application above 2GHz”

IEEE MTT-S Digest 2002, Vol.3, pp1487-1490

[60]K.M.LAKIN

“Thin Film Resonator Technology”

IEEE 2003 FCS-EFTF Paper We1A-4 (Invited) 5-8, May, 2003

[61]A.VOLATIER, E.DEFAY, A.N’HARI, P.ANCEY, M.AID et B.DUBUS

“Filtres pour Télécommunications Radio-fréquences par Couplage Acoustique de Résonateurs”

8ème Congrès Français d’Acoustique, pp323-326, 24-27 Avril 2006, Tours

[62]K.M. LAKIN, K.T. MCCARRON, J. BELSICK, and J.F. MCDONALD

“Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonator and Filter Technology”

IEEE Radio and Wireless Conference, 2001, pp89-92

[63]K.M. LAKIN

“Coupled Resonator Filters”

IEEE International Ultrasonic Symposium proceeding, Munich, Germany, 2002

[64]S.GIRAUD, M.CHATRAS, M.AUBOURGE and D.CROS

“Simulation of film bulk acoustic wave devices using apodized meshes”

European frequency and Time Forum, EFTF 08, Toulouse

[65]R.BEHRISCH

“Sputtering by Particle bombardment”

ISBN 978-3540105213

[66]P.SIGMUND

“Mechanisms and theory of physical sputtering by particle impact”

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B Beam Interactions with Materials and Atoms 27: 1. Doi:10.1016/0168-583X(87)90004-8.

[67] R.BEHRISCH and W.ECKSTEIN

“Sputtering by Particle bombardment: Experiments and Computer Calculations from Threshold to Mev Energies”

(eds.) (2007), Springer, Berlin

[68]H.P.LOBEL, M.KLEE, C.METZMACHER, W.BRAND, R.MILSOM and P.LOK

“Piezoelectric Thin AlN Film for Bulk Acoustic Wave (BAW) Resonator”
Materials Chemistry and Physics, 79 (2003), pp143-146

[69]B.LACROIX

“Conception de capacités commutées MEMS RF miniature et application à la reconfiguration rapide de déphaseurs”
Thèse de doctorat, Université de Limoges (2008) n°52-2008

[70]B.ABDALLAH, A.CHALA, P-Y.JOUAN, M.P.BESLAND and M.A.DJOUADI

“Deposition of AlN films by reactive sputtering: effect of radio frequency substrate bias”
Thin Solid Films, 2007, vol. 515, n°18, pp. 7105-7108

[71]C. CIBERT

“Film Minces d’Oxyde et de Nitrure d’Aluminium pour Applications Hyperfréquences ; Synthèse par PLD et PECVD Caractérisations”
Thèse de doctorat, Université de Limoges (2007) n°57-2007

[72]C.CIBERT, M.CHATRAS, C.CHAMPEAUX, D.CROS and A.CATHERINOT

“Pulsed laser deposition of aluminum nitride thin films for FBAR application”
Applied Surface Science 253 (2007) 8151-8154

[73]Institut d'Electronique du Solide et des Systèmes

<http://www-iness.c-strasbourg.fr/tech/ElabTrait/PECVD.htm>, 2009

[74]Y.R.KANG, S.C.KANG, K.K.PAEK, Y.K.KIM, S.W.KIM and B.K.JU

“Air-gap type film bulk acoustic resonator using flexible thin substrate”
Sensors and Actuators A 117 (2005) 62–70

[75]M.CHATRAS

“Filtres micro-usinés à bande étroite pour les applications spatiales”
Thèse de doctorat, Université de Limoges (2003) n°72-2003

[76]A.REINHARDT

“Simulation, conception et réalisation de filtres à ondes de volume dans des couches minces pi ézo électriques”

Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (2005) n °1074

[77]M.CHATRAS, P.BLONDY, D.CROS, O.VENDIER and J.L.CAZAUX

“A Surface Mountable Membrane Supported Filter”

IEEE Microwave Wireless components Letters, Dec 2003, Vol.13, pp535-537

[78]K.M.LAKIN

“Numerical Analysis of Two Dimensional Thin Film Resonators”

Frequency Control Symposium, 47th Proceedings of the IEEE International, Volume, Issue, 2-4 Jun 1993, pp502-508

Annexe

Annexe I

Cette annexe a pour but de fournir les équations en expressions différentes. Les expressions que nous avons utilisées sont

$$\begin{aligned} T_{ij} &= c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \\ D_i &= e_{ikl} S_{kl} + \varepsilon_{ij}^S E_j \end{aligned} \quad (A-1)$$

Elles fournissent la contrainte mécanique et l'induction électrique en fonction des variables indépendantes, champ électrique et déformation.

Avec d'autres couples de variables indépendantes : D et S, D et T ou E et T, les équations d'état du matériau piézoélectrique se mettent sous des formes diverses. La deuxième forme des équations piézoélectriques est :

$$\begin{aligned} S_{ij} &= s_{ijkl}^E T_{kl} + d_{kij} E_k \\ D_i &= d_{ikl} T_{kl} + \varepsilon_{ik}^T E_k \end{aligned} \quad (A-2)$$

dans lequel s_{ijkl} sont les éléments du tenseur de souplesse, d_{kij} ceux du tenseur piézoélectrique.

Une troisième écriture fournit

$$\begin{aligned} S_{ij} &= c_{ijkl}^D T_{kl} + d_{kij} E_k \\ E_i &= -g_{ikl} T_{kl} + \beta_{ik}^T D_k \end{aligned} \quad (A-3)$$

où g_{kij} est un troisième tenseur piézoélectrique, et β_{ik} est l'inverse du tenseur ε .

Enfin une dernière forme s'exprime

$$\begin{aligned} T_{ij} &= c_{ijkl}^D S_{kl} - h_{kij} D_k \\ E_i &= -h_{ikl} S_{kl} + \beta_{ik}^S D_k \end{aligned} \quad (A-4)$$

avec h_{kij} un quatrième tenseur piézoélectrique.

Annexe II

Les semi-conducteurs peuvent être oxydés par différentes méthodes, tels que l'oxydation thermique et le dépôt par plasma PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). La silice (SiO_2) obtenue par ces méthodes est de très bonne qualité (isolation électrique et protection de surface). De plus sa facilité de fabrication en fait l'une des principales raisons pour l'utilisation du silicium dans les composants actuels. Pour la fabrication de nos circuits, nous avons utilisé l'oxydation thermique dont le principe est présenté sur la figure A-1. Cette étape a été réalisée par l'A.I.M.E (INSA Toulouse).

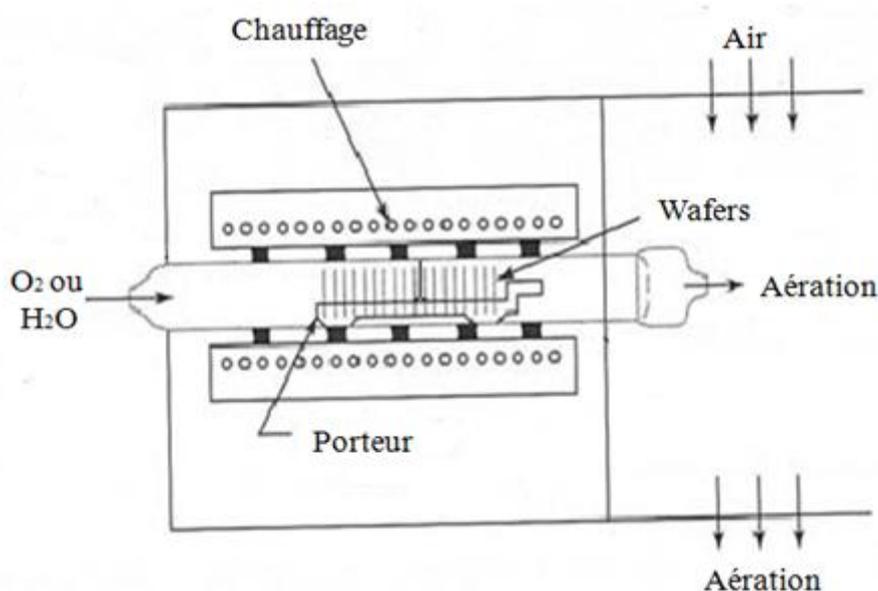


Figure A-1 : oxydation thermique

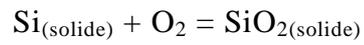
Le réacteur se compose d'un système de chauffage par effet joule. Au centre se trouve un tube de quartz qui contient les wafers de silicium placés verticalement. Dans ce tube est créé un flux continu d'oxygène pur gazeux ou de vapeur d'eau (pour les couches épaisses). Ce flux est contrôlé via un écoulement d'air purifié. La figure ci-dessous présente des wafers de silicium entrant dans le four d'oxydation.

La température du dépôt se situe autour de $1000\text{ }^\circ\text{C}$ avec un débit de gaz d'environ 1 l/min .

Les réactions thermiques mises en œuvre dans le cadre de l'oxydation

thermique du silicium sont les suivantes :

Pour une oxydation par oxygène :



Pour une oxydation par vapeur d'eau :

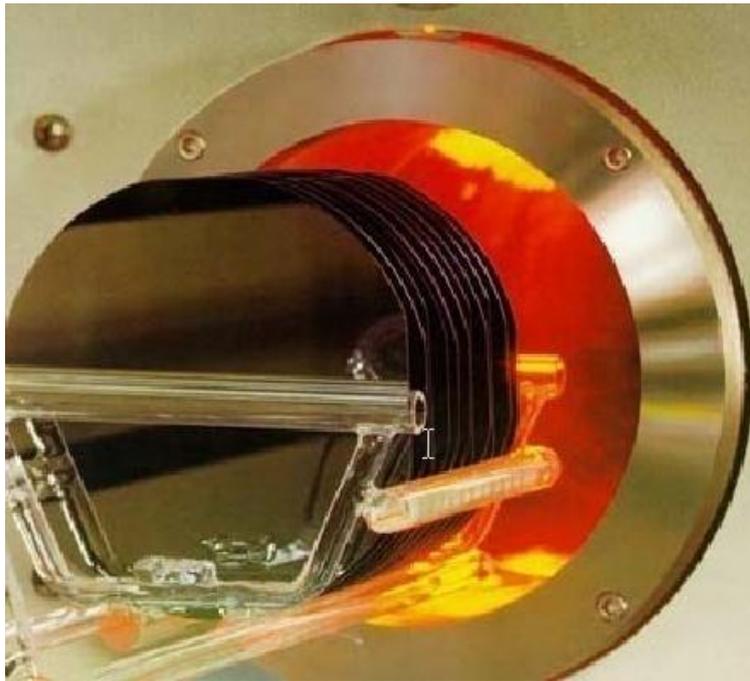
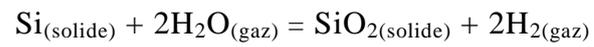


Figure A-2 : wafers de silicium entrant dans le four d'oxydation

Bibliographie Personnelle

“Analyse et simulation d'un filtre piézoélectrique pour les communications radiofréquences”

8^{ème} Congrès Français d'Acoustique, CFA 2006

FAN Ji, CHATRAS Matthieu, BILA Stéphane, CROS Dominique

“Synthesis Method for BAW Filters Computation”

International Workshop on Microwaves Filters 2006, Toulouse

FAN Ji, GIRAUD Sylvain, BILA Stéphane, CHATRAS Matthieu, CROS Dominique

“3D simulation of thin-film bulk acoustic wave resonators”

International Workshop on Microwaves Filters 2006, CNES

GIRAUD Sylvain, FAN Ji, BILA Stéphane, AUBOURG Michel, CROS Dominique

“Synthesis method for BAW filter computation”

13th IEEE International conference on Electronic, Circuits and Systems 2006

FAN Ji, CHATRAS Matthieu, BILA Stéphane, AUBOURG Michel, CROS Dominique

“Synthèse de filtres BAW par comparaison d'impédances électrique et acoustique”

15^{ème} Journées Nationales Microondes, 2007

FAN Ji , GIRAUD Sylvain , BILA Stéphane , CHATRAS Matthieu , CROS Dominique

“BAW Filter Synthesis by Comparison of Electric and Acoustic Impedances”

22nd European Frequency and Time-Forum, EFTF 08

FAN Ji , CHATRAS Matthieu , BILA Stéphane, CRUNTEANU Aurelian, CROS Dominique

“AIN Thin Film for Bulk Acoustic Wave resonator”

3rd International Workshop on Advanced Ceramics, 2008

FAN Ji , CHATRAS Matthieu , CRUNTEANU Aurelian, BASSAM Abdallah,

CHAMPEAUX Corinne, CATHERINOT Alain, CROS Dominique

“Résonateur piézoélectrique suspendu avec électrode flottante”

16^{èmes} Journées Nationales Microondes, 2009

Ji FAN, Matthieu CHATRAS, Bassam ABDALLAH, Abdou DJOUADI, Aurelian
CRUNTEANU, Dominique CROS

Résumé

En utilisant la méthode des moindres carrés et à partir d'une analyse unidimensionnelle, nous avons développé une méthode permettant de synthétiser tous les types de résonateurs piézoélectriques. Notre méthode est très rapide et permet d'optimiser les épaisseurs de chaque couche et la surface des résonateurs du filtre très facilement à partir de la fréquence centrale et de la bande passante. De plus notre méthode peut s'appliquer à tous les types de résonateurs et de filtres piézoélectriques.

Nous avons réalisé des circuits à XLIM. Nous présentons les technologies de dépôts de films minces et les procédures de gravure de ces couches. Des résonateurs suspendus ont été fabriqués dans notre laboratoire. Une bonne adaptation des fréquences de résonance entre la simulation et la mesure.

Abstract:

Using the least squares method and the one-dimensional analyze, we present a method for all BAW (Bulk Acoustic Wave) resonator computation. Based on the proposed method, the thickness of the layer and the surface of the filter can be easily optimized. This method can be also used to calculate the performance of all filters BAW.

We have fabricated the piezoelectric resonators in our laboratory. We present all the technologies that we have used for the thin film layer deposition and all the processes for the etching. The resonators realized in our laboratory are composed of 4 layers: top electrode (Mo), piezoelectric layer (AlN), bottom electrode (Mo) and the membrane (SiO₂). The responses of the measure are consistent with the results of the simulation.